

**ТРУДЫ**  
**XI ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ**  
**ПО УСКОРИТЕЛЯМ**  
**ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

**Том I**

JINR - D - 9 - 89 - 52

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д9-89-52

**ТРУДЫ  
XI ВСЕСОЮЗНОГО  
СОВЕЩАНИЯ  
ПО УСКОРИТЕЛЯМ  
ЗАРЯЖЕННЫХ  
ЧАСТИЦ**

Дубна, 25-27 октября 1988 года

Том I

---

ДУБНА 1989

XI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проводилось в Дубне Московской области с 25 по 27 октября 1988 года.

Совещание было посвящено следующей тематике:

- развитие ускорителей заряженных частиц;
- разработка и создание ускорителей для фундаментальных и прикладных исследований;
- элементы и системы строящихся и проектируемых ускорителей.

Труды Совещания могут быть полезны специалистам, связанным с разработкой и применением ускорителей заряженных частиц, а также студентам вузов, специализирующимся в этих областях.

*Организаторы совещания:*

Академия наук СССР

Государственный комитет по использованию  
атомной энергии СССР

Объединенный институт ядерных исследований

Ответственный редактор — А.А.Васильев

От редактора

XI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проходило 25-27 октября 1988 года в Объединенном институте ядерных исследований (г.Дубна). В Совещании участвовали специалисты из многих центров Советского Союза и ряда зарубежных институтов.

Работа Совещания проходила в 14 сессиях, на которых было зачитано и обсуждено большое число докладов.

За 20 лет, прошедших между первым Всесоюзным совещанием (1968 г.) и одиннадцатым Всесоюзным совещанием (1988 г.) ускорительная наука прошла большой путь развития, и перед ней сейчас стоят сложные, во многом еще не решенные задачи создания новых ускорителей для научных исследований, народного хозяйства и медицины.

В предлагаемых читателям трудах помещены доклады, отражающие состояние и тенденции развития этой передовой и быстрорастущей области науки.

А.Васильев

## О Г Л А В Л Е Н И Е

стр.

Бступительное слово председателя Оргкомитета А.А.Васильева .....	16
Приветственное слово от имени Президиума АН СССР члена-корреспондента АН СССР В.П.Джеллепова .....	17
<b>СЕССИЯ 1. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ</b>	
<b>ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ</b>	
В.Г.Кадышевский .....	21
<b>О НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЬНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ</b>	
А.А.Васильев .....	33
<b>РАЗВИТИЕ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ИОНОВ С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ</b>	
И.М.Капчинский, В.А.Тепляков .....	37
<b>ЕВРОПЕЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ</b>	
О.А.Гусев .....	44
<b>СЕССИЯ 2. СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ</b>	
<b>ИЗМЕРЕНИЕ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ ОБ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА В СИСТЕМЕ УПРАВЛЕНИЯ БЫСТРОЦИКЛИЧНОГО СИНХРОТРОНА – БУСТЕРА ИФВЭ</b>	
С.И.Балакин, С.Л.Богатырев, В.Л.Брук, В.К.Воробьев, Д.А.Демиховский, Е.В.Клименков, Н.Г.Мамучашвили, Ю.В.Миличенко, Э.А.Мяэ, В.А.Пономаренко, И.Н.Терещенко, В.Г.Тишин, Е.Ф.Троянов .....	55
<b>ИЗМЕРЕНИЕ ЗАМКНУТОЙ ОРБИТЫ ПУЧКА В БУСТЕРЕ ИФВЭ</b>	
С.И.Балакин, С.Л.Богатырев, В.Л.Брук, Е.В.Клименков, И.Г.Морозов, И.Н.Терещенко, В.Г.Тишин .....	58
<b>СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЛУЭ-2000</b>	
В.Н.Борискин, В.А.Вишняков, В.А.Гурин, А.Н.Довбня, В.Н.Катаржнов, В.В.Мельниченко, Ф.А.Пеев, В.А.Попенко, Г.Д.Пугачев, А.Н.Савченко, Д.Л.Степин .....	61
<b>СТЕНД ДЛЯ ИСПЫТАНИЯ БОЛЬШИХ ЛИТИЕВЫХ ЛИНЗ ТОКОМ БОЛЕЕ 1 МА</b>	
Б.Ф.Баянов, Г.И.Сильвестров, Т.В.Соколова, А.Д.Чернякин .....	64
<b>ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ПРОФИЛОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПРОТОННОГО ПУЧКА СИНХРОЦИКЛОТРОНА ЛИЯФ АН СССР С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ</b>	
Н.К.Абросимов, А.М.Васильев, А.М.Герасимов, Г.Ф.Михеев, А.С.Покровский, Г.А.Рябов .....	67
<b>МНОГПРОЦЕССОРНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ КИЕВСКОГО 240-САНТИМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА</b>	
А.И.Безрук, А.Б.Гасвенко, Ю.В.Иванов, А.Ф.Линев, Н.А.Соколова, В.И.Сахно .....	71
<b>ДАТЧИКИ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ</b>	
А.С.Алимов, В.Г.Геворкян, И.В.Грибов, С.В.Зиновьев, Б.С.Ишханов, В.А.Корнеенков, А.Б.Савицкий, В.А.Ушканов, В.И.Уведунов, А.В.Умаков .....	75

СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ УПРАВЛЕНИЯ И СБОРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО УСКОРИТЕЛЯ Л.А.Букколини, А.И.Вагин, А.И.Громов, И.Ю.Кантор, В.А.Мироснос, В.Д.Сажин, А.Я.Силин .....	79
АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ЧАСТОТОЙ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ В СИНХРОТРОНЕ У-10 Н.Н.Алексеев, В.П.Заводов, Ю.М.Златов, В.П.Пискунов, А.С.Рябцев .....	83
БЕСКОМТАКТНЫЙ КОНТРОЛЬ ПОПЕРЕЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ УСКОРЕННОГО ПУЧКА П.Ю.Комиссаров, В.Г.Михайлов, В.А.Резвов, В.И.Скляренко, Л.И.Юдин .....	87
АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА СИНХРОФАЗОТРОНА А.Н.Балаандиков, Б.В.Василишин, В.И.Волков, В.М.Горченко, И.И.Куликов, А.Д.Никитин, С.В.Романов, И.Н.Семенюшкин, В.И.Цовбун .....	92
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ПЕРЕДАТОЧНОЙ ФУНКЦИИ В ИЗМЕРЕНИЯХ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ У-70 К.Ф.Герцев, В.Н.Говорун, В.И.Губарев, Ю.Б.Дубасов, Л.И.Кольцов, М.С.Михеев, А.Н.Сытин, Е.Д.Шербаков .....	96
ИЗМЕРЕНИЕ И КОНТРОЛЬ УСЛОВИЙ ВВОДА ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЬ ИФВЗ ПРИ ИНЪЕКЦИИ ИЗ БУСТЕРА В.Л.Брук, Ю.Б.Дубасов, Н.Г.Мамучашвили, И.Г.Морозов, И.Н.Терещенко, В.Г.Тишин, С.В.Шехватов .....	101
АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТЯЖЕЛОИОННЫМ УСКОРИТЕЛЬНЫМ КОМПЛЕКСОМ ИТЭФ Н.Н.Алексеев, Д.Л.Волгин, В.П.Пискунов, А.С.Рябцев .....	106
ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ У-10 Н.Н.Алексеев, В.А.Кузнецов, А.В.Уваров .....	111
СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ ЛИУ С СИЛЬНЫМ ВЕДУЩИМ ПОЛЕМ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ТРУБЧАТЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ О.В.Архипов, Л.В.Бобылева, Э.М.Глейбман, И.Н.Иванов, А.К.Красных, И.В.Хузнецов, Н.А.Малахов, А.Ю.Никитский, Э.А.Перельштейн, Н.В.Пиляр, С.А.Попов, Т.В.Рукояткина .....	117
ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В БУСТЕРНОМ СИНХРОТРОНЕ ИФВЗ С.И.Балакин, В.Л.Брук, В.Н.Говорун, Ю.Б.Дубасов, Е.В.Клименков, И.Г.Морозов, В.И.Столповский, В.Г.Тишин, Е.Ф.Троянов .....	120
ВСТРАИВАЕМЫЙ КОНТРОЛЛЕР ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ОДНОКРИСТАЛЛЬНОЙ МИКРОЭВМ В.Л.Брук, В.К.Воробьев, А.А.Инчагов, А.Н.Сухоруков, В.Г.Тишин, С.В.Шехватов .....	123
СТРУКТУРА И ОРГАНИЗАЦИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ ПОДСИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ВЫВОДОМ ПУЧКОВ ИЗ БЫСТРОЦИКЛИЧНОГО СИНХРОТРОНА А.Г.Агабабян, С.Г.Ананян, В.Г.Григорян, Н.А.Запольский, А.А.Казарян, Р.О.Манукян, А.Р.Матевосян, В.Ц.Никогосян, А.Р.Туманян, М.Ю.Хоецян .....	125
ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯ И.В.Грибов, С.В.Зиновьев, А.В.Шумаков .....	129

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ЛИНИИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭМИТТАНСА ПУЧКА РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НИИЯФ ИГУ И.В.Грибов, С.В.Зиновьев, А.С.Чепурнов, А.В.Щумаков .....	132
РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ НА УСКОРИТЕЛЕ КУТИ-20 Н.Ю.Казаринов, Н.И.Лебедев, А.В.Рашевский, А.П.Сумбаев, В.В.Тарасов, С.В.Узлов, Б.Г.Щинов .....	134
АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОТРОНА ОИЯИ В.Н.Аносов, Ю.Н.Денисов, Г.П.Пещенко, Л.М.Онищенко, В.А.Саенко, А.Л.Беляев, З.Н.Шишлянникова, Чань Динь Фу .....	137
19-КАНАЛЬНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ МУЛЬТИПЛЕКСОР Ю.И.Романов .....	139
СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ КОМПЛЕКСОМ ВЭПП-3 А.Н.Алешаев, С.Д.Белов, А.Н.Дубровин, В.В.Каргальцев, С.Е.Карнаев, В.Р.Козак, С.И.Мишнев, Ю.И.Ощепков, Е.А.Симонов, А.Б.Темных, Ю.И.Эйдельман .....	142
<b>СЕССИЯ 3. УСКОРИТЕЛИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ</b>	
PROGRESS IN THE CONSTRUCTION OF THE AGOR CYCLOTRON H.W.Schreuder .....	149
HEAVY ION PROGRAM AT IMP Wei Baowen .....	153
PRESENT AND FUTURE DEVELOPMENT AT GANIL J.Ferme .....	162
КИЕВСКИЙ ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН У-240 А.И.Безрук, А.Е.Вальков, А.В.Демьянов, А.Ф.Линев, М.В.Маковский, А.И.Малофеев, К.И.Ольховский, В.И.Сахно, А.И.Папаш .....	172
ЦИКЛОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС У-250 ДЛЯ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ БОЛГАРИИ А.В.Гальчук, О.А.Гусев, Л.Е.Королев, А.В.Степанов, А.Х.Ангелов, В.А.Ангелов, Д.Х.Динев, И.Б.Гичевич, Ж.Т.Желев, Г.К.Радочов .....	175
БЛОК УПРАВЛЕНИЯ АМПЛИТУДОЙ И ФАЗОЙ ПЕРВОЙ ГАРМОНИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА П.Ю.Комиссаров, В.А.Резвов, А.А.Рошин .....	179
АППАРАТУРНЫЕ И ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПЕРАТОРА С СИГНАЛОМ УПРАВЛЕНИЯ ИОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ЦИКЛОТРОНА У-400 А.А.Касьянов, В.М.Рыбин, В.Б.Кутнер, В.Г.Субботин, А.М.Сухов, Ю.П.Третьяков, Б.В.Фефилов .....	182
ВЫВОД ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ /ЛУМЗИ/ НА РАБОЧИЙ РЕЖИМ В.А.Бомко, И.Т.Веневцев, И.И.Гончаренко, Н.И.Демчук, В.Г.Журавлев, А.Ф.Кобец, А.И.Кравченко, А.Н.Куприянов, М.С.Лесных, А.В.Пила, Е.И.Ревуцкий, Б.И.Рудяк, Г.М.Скоромный, Н.А.Хижняк .....	185
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ИОННЫХ ПУЧКОВ В.А.Воронцов, В.П.Шестаков .....	189
СИНХРОНИЗАТОР ИМПУЛЬСНОГО РЕЖИМА ЦИКЛОТРОНА ИАЗ им.И.В.КУРЧАТОВА А.И.Бельков, В.В.Душин, С.Т.Латушкин, В.А.Резвов, Л.И.Юдин .....	191
ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩИЙ КАНАЛ ОСНОВНОЙ СЕКЦИИ УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ХФТИ В.А.Бомко, Б.И.Рудяк, Е.И.Ревуцкий, И.И.Гончаренко, М.С.Лесных, Ю.В.Мелешкова, Ю.Г.Безродный, А.И.Кравченко, П.Н.Роголин .....	194

INFRARED IMAGING OF THE CATHODE TEMPERATURE AT PIG ION SOURCES H. Buttig, J. Dietrich, H. Odrich, S. L. Bogomolov, V. V. Kutner .....	197
ПОВЫШЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНОВ НА ЦИКЛОТРОНЕ У-120 А. И. Безрук, В. И. Быков, В. И. Гранцев, А. Ф. Линева, Е. Е. Олейник, В. А. Пашиш, Ю. Г. Аленицкий, Ю. Л. Обухов .....	199
ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКА РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР Ве НА ЦИКЛОТРОНЕ ИАЗ Э. В. Бурданов, Н. И. Веников, А. М. Добычин, С. Б. Сакута, В. Н. Унежев .....	203
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ Н <sup>-</sup> НА ЦИКЛОТРОНЕ ИАЗ С. Ю. Бастриков, Н. И. Веников, А. Я. Письман, В. Е. Ярош .....	206
<b>СЕССИЯ 4. УСКОРЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ И МОЩНАЯ РАДИОТЕХНИКА</b>	
ИССЛЕДОВАНИЕ СТАНЦИИ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА У-70 НА ЧАСТОТУ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ УНК О. В. Буянов, Г. Г. Гуров, И. М. Жуков, В. В. Катаев, Л. А. Ким, В. В. Комаров, В. Г. Кудрявцев, С. А. Кузнецов, О. П. Лебедев, А. Ю. Маловицкий, А. А. Матюшин, В. В. Минин, В. И. Момот, В. В. Поляков, О. В. Стрюков, И. И. Сулыгин, Н. И. Балалыкин, Г. И. Сидоров .....	211
ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА СИСТЕМЫ КОММУТАЦИИ КАНАЛОВ ВЧ-СТАНЦИИ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА У-70 Н. И. Балалыкин, С. А. Коренев, С. В. Костюченко .....	214
ИМПУЛЬСНАЯ ПЕРЕДАЧА ЭНЕРГИИ В РЕЗОНАНСНУЮ СТРУКТУРУ С НАДКРИТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ С. В. Бараев, В. Е. Зайцев, О. П. Коровин, К. Г. Минькин .....	217
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ФЕРРИТОВ В УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРАХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИНХРОТРОНОВ И. И. Авербух, М. М. Карлинер .....	220
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4М /ПРОЕКТ/ П. Ю. Абрамский, В. С. Арбузов, А. Н. Белов, С. А. Беломестных, А. А. Бушуев, В. Г. Вещеревич, Э. И. Горникер, С. А. Крутихин, И. В. Купцов, Г. Я. Куркин, С. А. Лабуцкий, Н. Н. Лебедев, В. М. Меджидзаде, П. Д. Нейгель, В. М. Петров, А. М. Пилан, И. К. Седляров, М. Ю. Фомин, С. В. Якубов .....	223
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА "СИБИРЬ-2" П. Ю. Абрамский, В. С. Арбузов, А. Н. Белов, С. А. Беломестных, А. А. Бушуев, В. Г. Вещеревич, Э. И. Горникер, С. А. Крутихин, И. В. Купцов, Г. Я. Куркин, С. А. Лабуцкий, Н. Н. Лебедев, В. М. Меджидзаде, П. Д. Нейгель, В. М. Петров, А. М. Пилан, И. К. Седляров, М. Ю. Фомин, С. В. Якубов .....	227
СТРУКТУРА СИСТЕМЫ СВЧ-ПИТАНИЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ А. С. Алимов, Г. А. Горшков, Б. С. Ишханов, И. М. Пискарев, А. Н. Сагдалов, М. А. Сотников, В. И. Шведунов, Н. В. Владимиров, В. Л. Степанчук .....	230
ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ СЕКЦИИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ А. С. Алимов, Б. С. Ишханов, Е. А. Макулбеков, К. Ю. Платов, И. М. Пискарев, А. В. Тиунов, А. С. Чепурнов, В. И. Шведунов .....	232
ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИЯ СОБСТВЕННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ СЕКЦИИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ С. Ю. Морозов, А. Ф. Курбатов, А. С. Чепурнов, В. И. Шведунов, А. В. Шумаков .....	235
СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР ИЗ НИОБИЯ Ю. П. Вахрушин, В. Л. Смирнов, Б. А. Соколов, Е. К. Сорокин .....	237



РАБОТЫ ПО СООРУЖЕНИЮ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ ИЯИ АН СССР С.К.Есин, Л.В.Кравчук, П.Н.Остроумов, Ю.В.Сеничев, В.Л.Серов, В.Г.Андреев, Ю.Д.Иванов, Б.П.Мурин, Н.И.Уксусов, А.Л.Федотов .....	241
СООРУЖЕНИЕ В ИТЭФ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ "ИСТРА-56" В.А.Андреев, В.С.Артемов, А.И.Балабин, Р.М.Венгров, И.М.Капчинский, Л.В.Карцев, А.М.Козодаев, А.А.Коломиец, В.С.Косьяк, Р.П.Куйбида, В.В.Куракин, В.В.Кушин, Н.В.Лазарев, И.М.Липкин, А.А.Никитин, Б.И.Поляков, А.М.Раскопин, Н.И.Рыбаков, В.С.Скачков, Ю.Б.Стасевич, С.Б.Угаров, И.В.Чувило .....	245
МАТРИЧНЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ИМПЕДАНСА ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В УСКОРИТЕЛЯХ С.С.Куренной, С.В.Пуртов .....	249
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ШУНТОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ О.К.Беляев, С.В.Пьяных .....	253
РАСЧЕТ ФОРМФАКТОРА СФЕРОИДАЛЬНОГО ВОЗМУЩАЮЩЕГО ТЕЛА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ ПРОИЗВОЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ А.Б.Барсуков, К.А.Степин, А.В.Суренский .....	256
МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ЗАРЯДОВ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ РОБЕНА В ЭЛЕКТРОСТАТИКЕ А.Б.Барсуков, А.В.Суренский .....	258
ИСПЫТАНИЕ МАКЕТА УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ВЧ-НАПРЯЖЕНИЕМ А.В.Гладков, В.Б.Степанов .....	260
СТАБИЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ ВОЗБУЖДАЕМОГО ИМ В ПАССИВНЫХ РЕЗОНАТОРАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В.А.Вишняков, В.В.Закутин, В.А.Кушнир, В.П.Ромасько, Г.Л.Фурсов, А.М.Шендерович .....	263
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ БЭП С.А.Беломестных, В.Г.Вещеревич, Э.И.Горникер, С.А.Крутихин, И.В.Купцов, Г.Я.Куркин, Н.Н.Лебедев, В.М.Меджидзаде, В.М.Петров, А.М.Пилан, И.К.Седларов .....	266
ВЧ-СИСТЕМА РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА В.Е.Акимов, П.Д.Воблый, М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров, О.А.Нежевенко, А.А.Никифоров, Г.Н.Острейко, Б.З.Персов, С.И.Рувинский, Г.В.Сердобинцев, С.В.Тарарышкин, В.П.Яковлев .....	268
ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА МАЛОГАБАРИТНОГО МИКРОТРОНА А.Ю.Балаев, А.А.Вишневский, В.П.Степанчук .....	271
ОПЫТ ВВОДА ВЧ-МОЩНОСТИ В РЕЗОНАТОРЫ НАЧАЛЬНОЙ ЧАСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ Ю.В.Былинский, А.Г.Васильев, В.В.Гречко, О.С.Королев, П.И.Остроумов, В.П.Потапов, О.Д.Пронин, А.В.Фещенко, С.И.Шараментов, Ю.Д.Иванов, А.И.Кваша, Ю.М.Лопатников, В.В.Свирин, В.М.Пироженко, Н.И.Уксусов, А.Н.Шлепнев .....	274
ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОВРЕМЕННОГО УСКОРЕНИЯ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ЭНЕРГИЯМИ ИНЪЕКЦИИ В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ /ПОФ/ С.Е.Брагин, А.Г.Чурсин .....	278
РАДИОТЕХНИЧЕСКАЯ НАСТРОЙКА ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ С.К.Есин, С.В.Исаенко, Л.В.Кравчук, В.А.Пунтус, Г.В.Романов, Т.Н.Хабибуллин .....	281

ЭФФЕКТИВНЫЙ ФИЛЬТР ПРОДОЛЬНОГО ОРЕОЛА ПУЧКА ИОНОВ Д.В.Горелов, П.Н.Остроумов .....	284
РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОТЕХНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКИ И ИСПЫТАНИЙ НА ВЫСОКОМ УРОВНЕ МОЩНОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ И ТРАКТОВ ВОЛНОВОДНО-ФИДЕРНОЙ СИСТЕМЫ ОСНОВНОЙ ЧАСТИ ЛУМФ И.И.Амосов, И.В.Киселев, В.Н.Леонтьев, В.В.Пеплов .....	287
ФИЗИЧЕСКИЙ ПУСК ЛИНИИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭМИТТАНСА ПУЧКА РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НИИЯФ МГУ А.С.Алимов, В.Г.Геворкян, Ю.И.Горбатов, И.В.Грибов, С.В.Зиновьев, А.Х.Ибздов, Б.С.Ишханов, В.А.Корнеев, Е.В.Лазутин, Е.А.Макулбеков, И.М.Пискарёв, К.Ю.Платов, А.Б.Савицкий, В.М.Сорвин, А.В.Тиунов, В.А.Ушканов, В.И.Шведун, А.В.Шумаков .....	290
ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ФАЗОПРОЛЕТНОЙ ПРОЦЕДУРЫ НАСТРОЙКИ МНОГОРЕЗОНАТОРНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ МЕТОДАМИ РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА Г.А.Дубинский, А.В.Решетов, Е.Н.Шапошников .....	293
ОСНОВЫ РАСЧЕТА УСТРОЙСТВ ВВОДА МОЩНОСТИ В РЕЗОНАТОРНЫЕ УСКОРЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ Б.В.Зверев, Н.П.Собенин .....	296
РАЗРАБОТКА УСКОРЯЮЩИХ СИСТЕМ ТИПА "ВСТРЕЧНЫЕ ШТЫРИ" Н.В.Аврелин, В.И.Горбатко, Б.В.Зверев, А.Д.Коляскин, А.И.Кривоносов, А.Н.Пронин, А.А.Ревков, Н.П.Собенин .....	298
ЭЛЕКТРОННЫЙ КЛД ГИРОКОНА ПРИ ЕГО РАБОТЕ В КАЧЕСТВЕ УСКОРИТЕЛЯ В.Н.Курдюмов, В.Н.Старкова .....	300
МОЩНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА ЧАСТОТЕ 297 МГц В.Л.Звягинцев, Д.А.Лякин, Б.И.Поляков, А.М.Раскопин .....	302
ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ЗАДАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО С ШИРОКОДИАПАЗОННЫМ ФАЗОВЫМ РЕГУЛИРОВАНИЕМ НА УСКОРИТЕЛЕ И-2 В.А.Андреев, А.М.Козодаев, Ю.Е.Корчагин, А.М.Раскопин .....	306
ИНДУКТИВНЫЙ НАКОПИТЕЛЬ В ЗАРЯДОВОМ УСТРОЙСТВЕ ЛИНЕЙНОГО МОДУЛЯТОРА О.Д.Бредихин, А.М.Козодзев, А.Р.Курс, А.Ю.Лукашин, В.А.Малинин, Ю.Б.Стасевич .....	309
АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР Ю.В.Калырин, В.И.Моисеев, В.В.Петренко .....	312
МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ЛУЭ З-СМ ДИАПАЗОНА И.С.Щедрин .....	314
РАСЧЕТ АКСИАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫХ МОД В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ ЯЧЕЙКИ С.Н.Богданова, М.С.Касчиев, В.Н.Мамонов, Ю.Л.Обухов, К.А.Решетникова .....	317
К ВОПРОСУ О ПОЛУЧЕНИИ УСКОРЕННОГО МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПУЧКА ИОНОВ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПРЕДУСКОРИТЕЛЕ А.И.Говоров, В.А.Попов, К.А.Решетникова, М.С.Хвастунов .....	320
УСКОРЯЮЩАЯ СИСТЕМА СИНХРОТРОНА Б-4 И.И.Авербух, М.М.Карлинер, В.В.Петров, Ю.Ф.Токарев, А.В.Филиппенко, В.Г.Ческидов .....	323
РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ВЫБОР УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ-РАСТЯЖИТЕЛЯ НР А.Г.Дайковский, Л.Т.Закамская, А.Д.Рябов, И.М.Карнаузов, Ю.П.Попков, Ю.Н.Трушкин .....	325

СЕССИЯ 5. МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ, СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ  
И ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЕЙ

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОЛЬЦЕВОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТЕ I СТУПЕНИ УНК А.А.Черепяхин .....	331
ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛНОМАСШТАБНОГО МАКЕТА ПОЛУПЕРИОДА РЕГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ I СТУПЕНИ УНК А.М.Кивер, К.Г.Мирзоев, С.Е.Порошков, В.Г.Рогозинский .....	335
ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ИСТОЧНИКА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ - НАКОПИТЕЛЯ "СИБИРЬ-2" В.В.Анашин, Н.Г.Гаврилов, М.С.Гильденгорн, Э.П.Коллеров, В.Н.Корчуганов, А.И.Никитин, В.Н.Осипов, В.А.Роенко, Э.М.Трахтенберг, М.В.Фотин .....	339
АППАРАТУРА УПРАВЛЕНИЯ СТЕНДАМИ СИСТЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В.П.Герасимов, В.И.Гордин, С.С.Репин .....	343
ПОВЫШЕНИЕ НАГРУЗОЧНОЙ СПОСОБНОСТИ МОЩНЫХ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ТИРИСТОРНО-ДИОДНЫХ МОДУЛЕЙ В СИСТЕМАХ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ В.П.Гончаренко, Р.М.Кизим, Г.В.Кузьмин, А.П.Лебедев, Э.И.Карагезов, М.А.Малхасян .....	347
ПОВЫШЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ МОЩНОСТИ СИСТЕМ ПИТАНИЯ ЛИУ С МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИЕЙ ИМПУЛЬСОВ ТОКА Ю.П.Вахрушин, А.П.Куприянов, В.Э.Эрмель, Ю.Н.Яковлев .....	351
РАСЧЕТЫ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМБИНИРОВАННОЙ ПОСТАНОВКИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ Е.П.Жидков, Г.Е.Мазуркевич, Р.В.Полякова, Б.Н.Хоромский, И.А.Шелаев, И.П.Юдин .....	354
МНОГОВИТКОВЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ СЕПТУМ-МАГНИТ С ЭКРАНИРУЮЩЕЙ ПЕРЕГОРОДКОЙ В.Н.Андреев, О.В.Курмаев, В.Д.Рудько .....	361
ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЦИФРОВОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ, СТАБИЛИЗАЦИИ ФАЗЫ ИНЪЕКЦИИ И СИНХРОНИЗАЦИИ С СЕТЬЮ МАГНИТНОГО ЦИКЛА СИНХРОТРОНА ЭКУ-6 О.А.Гусев, В.П.Гончаренко, А.А.Тункин, Ю.Кан .....	366
ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАТО ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА СИНХРОТРОНА ЭКУ-6 ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ДО 20 МИЛЛИСЕКУНД В.П.Гончаренко, О.А.Гусев, Г.А.Мартirosян, В.Ц.Чикогосян .....	369
МАГНИТОПРОВОДЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ Н.А.Бурцева, Ю.П.Вахрушин, В.Э.Эрмель .....	372
АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ Н.И.Дойников, Е.А.Ламзин, Ю.П.Севергин, С.Е.Сычевский, М.Н.Таровик, В.А.Титов .....	374
МОДУЛЬ СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ С МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИЕЙ МОЩНОСТИ Е.И.Львов, В.А.Купцов, Н.В.Варламов .....	377
МАГНИТОТВЕРДЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ Р.М.Вснгрвс, Р.П.Куйбида, Е.А.Левашова, А.П.Преображенский, А.В.Селин, В.С.Скачков .....	379

О ФОРМИРОВАНИИ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИНЖЕКТОРНОМ  
УЧАСТКЕ ЛИУ-30 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КОЛЕЦ  
Е.П.Жидков, В.В.Журавлев, В.С.Кладницкий, И.М.Матора,  
А.В.Федоров, О.И.Юлдашев ..... 381

ИССЛЕДОВАНИЕ ИГНИТРОННЫХ РАЗРЯДНИКОВ В СХЕМАХ ПИТАНИЯ  
УДАРНЫХ МАГНИТОВ УНК  
А.В.Василевский, О.В.Курнаев, Ю.В.Куянов, В.А.Сычев,  
Ю.Д.Трофимов, Ю.С.Черноустько ..... 384

ОПЕРАТИВНАЯ РАЗВОДКА ПУЧКА НА УСКОРИТЕЛЕ "ФАКЕЛ"  
ИНСТИТУТА АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА  
В.В.Калашников, А.А.Никитушкин, В.В.Петренко, Г.И.Сильвестров,  
Т.В.Соколова, А.Д.Чернякин ..... 389

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ И РЕГУЛИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ  
С ВЫСОКИМИ ТОЧНОСТНЫМИ ПОКАЗАТЕЛЯМИ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ  
ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ  
Л.Е.Бажнов, И.Л.Коляндра, Е.Б.Патрик, В.П.Шипилло ..... 392

СЕССИЯ 6. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

СОГЛАСОВАННЫЕ ПРЯМОЛИНЕЙНЫЕ ПРОМЕЖУТКИ  
ДЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ УНК  
В.И.Балбеков, Ю.М.Носочков ..... 397

В-МЕЗОННЫЕ ФАБРИКИ  
Г.М.Тумайкин ..... 403

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ УСТАНОВКИ ВЭПП-3  
С.А.Беломестных, М.М.Бровин, Н.А.Винокуров, П.Д.Воблый, А.С.Калинин,  
С.Е.Карнаев, Г.Я.Кезерашвили, В.А.Киселев, Э.А.Купер, В.Н.Литвиненко,  
А.С.Медведев, Н.А.Мезенцев, Л.Л.Мироненко, С.И.Мишнев, С.Ф.Михайлов,  
В.В.Муратов, Д.М.Николенко, В.В.Петров, В.М.Петров, И.Я.Протопопов, Е.А.Симонов,  
А.Б.Темных, Г.М.Тумайкин, А.В.Филипченко, Б.А.Шварц,  
Ю.И.Эйдельман ..... 410

ФАЗОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ  
В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ НАКОПИТЕЛЯХ  
М.М.Карлинер, Н.В.Митянина, В.П.Яковлев ..... 415

ПРЯМОЛИНЕЙНАЯ ОХЛАЖДАЮЩАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СГУСТКОВ  
ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ  $e^+$ ,  $e^-$  С ПРЕДЕЛЬНО МАЛЫМ ФАЗОВЫМ ОБЪЕМОМ  
Н.С.Диканский, А.А.Михайличенко ..... 419

СЕССИЯ 7. ДИНАМИКА ПУЧКОВ В УСКОРИТЕЛЯХ

ПОВЫШЕНИЕ ПОРОГОВ ПРОДОЛЬНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ  
В УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА ЛАНДАУ  
П.Т.Пашков, А.В.Смирнов ..... 425

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА В УСКОРЯЮЩИХ СЕКЦИЯХ ЛУ-2000  
С КВАЗИПОСТОЯННЫМ ГРАДИЕНТОМ  
Н.И.Айзацкий, Е.З.Биллер, В.В.Волобуев, А.Н.Довбня, Л.М.Завада,  
А.И.Зыков, В.А.Кушнир, Г.Л.Фурсов ..... 429

МОДУЛЯЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СГРУППИРОВАННЫХ ПУЧКОВ  
В ПАССИВНЫХ СТРУКТУРАХ  
Н.И.Айзацкий, А.Н.Опанасенко ..... 432

НОВЫЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО ВЫВОДА ЧАСТИЦ  
ИЗ СИНХРОТРОНА  
Х.А.Симонян ..... 434

ПРОДОЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АЗИМУТАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНОГО ПУЧКА В СИНХРОТРОНЕ В.И.Балбеков, С.В.Иванов .....	438
МНОГООБОРОТНАЯ ИНЖЕКЦИЯ И БЫСТРЫЙ МНОГООБОРОТНЫЙ ВЫПУСК ЧАСТИЦ ИЗ СИНХРОТРОНА Т.А.Всеволожская, Г.И.Сильвестров .....	442
ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ ЛИУ-30/250 Ю.П.Вахрушин, В.С.Кузнецов, А.С.Тихомиров .....	445
ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТОВ С АЗИМУТАЛЬНОЙ ВАРИАЦИЕЙ ПОЛЯ В ОПТИКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ Н.И.Дойников, Е.А.Ламзин, Н.Д.Малицкий, Б.В.Рождественский, Ю.П.Севергин, С.Е.Сычевский, В.А.Титов .....	449
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ПРОДОЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ УСКОРЕНИЯ ЛУЗ "ФАКЕЛ" В.В.Калашников, В.И.Моисеев, В.В.Петренко .....	453
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКАХ П.Ф.Белошицкий, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн .....	456
УСТОЙЧИВОСТЬ ИОНОВ В ИНТЕНСИВНЫХ ПУЛЬСИРУЮЩИХ ПУЧКАХ ЭЛЕКТРОНОВ Е.В.Буляк .....	460
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ РЕЖИМОВ УСКОРЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ ЛУЗ С ОБРАТНЫМИ СВЯЗЯМИ Н.И.Айзацкий, В.В.Волобуев, Г.М.Иванов, А.Н.Опанасенко .....	462
МЕТОД И ПРОГРАММА РАСЧЕТОВ СПИНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА ПО ЛИНИИ ТРАНСПОРТИРОВКИ Н.И.Заика, М.И.Магаль .....	464
КРАЕВАЯ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩАЯ ФОКУСИРОВКА Е.М.Мороз, К.Н.Шорин, М.Н.Якименко .....	466
МЕТОД УСРЕДНЕНИЯ АБЕРРАЦИОННЫХ РАЗЛОЖЕНИЙ В РАСЧЕТАХ ДИНАМИКИ ПУЧКОВ В КОЛЬЦЕВЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ М.Г.Нагаенко .....	469
ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ТРАЕКТОРНОГО АНАЛИЗА ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В КОЛЬЦЕВЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ М.Г.Нагаенко .....	471
АБЕРРАЦИЯ СПИНА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ ИЛИ АН СССР Н.И.Голубева, Ю.В.Сеничев .....	473
ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕДУРЫ НАСТРОЙКИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ Г.А.Дубинский, А.В.Решетов, Ю.В.Сеничев, Е.Н.Шапошникова .....	478
ОПТИКА КВАДРУПОЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ С БОЛЬШИМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ЛИНЕЙНОГО /УГЛОВОГО/ УВЕЛИЧЕНИЯ Б.С.Волков, А.А.Майоров, А.В.Самойлов .....	481
МОДУЛЬНАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ МАТ. АПТИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА СИЛЬНОТОЧНЫХ ПУЧКОВ Ю.К.Батыгин .....	484
ПЕРЕРАБОТКА ПРОГРАММЫ "ТРАНСПОРТ" ДЛЯ ОПИСАНИЯ ДИНАМИКИ ПУЧКА В СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ М.И.Капчинский, И.Л.Корнев, Л.А.Рогинский .....	486

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ПРОДОЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ ЛУЭ	488
А.В.Смирнов	
К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ НА РАДИАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ИОННОГО ПУЧКА ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ ВОЛНОВОДА	491
К.А.Решетникова	
СИСТЕМА ПРОГРАММ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ	495
О.Н.Борисов, Г.А.Карамышева, <b>В.В.Кольга</b> , О.В.Ломкина, Э.Трейбал, М.Чигак	
ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА В ПРОДОЛЬНО-ОДНОРОДНОМ ПУЧКЕ	499
Ю.А.Буданов	
МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ТОМОГРАФА	501
А.А.Капустин, В.И.Петрунин, Б.В.Рождественский, Г.Н.Самсонов, Ю.П.Севергин	
КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ	503
А.Л.Уринцев, А.В.Самойлов	
РОСТ ЭМИТТАНСА В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ИТЭФ	506
И.А.Воробьев, А.А.Коломиец, Н.В.Шахрай	

П О Р Я Д О К   Р А Б О Т Ы   С О В Е Щ А Н И Я

БОЛЬШОЙ ЗАЛ пленарные и секционные заседания	ПРАВЫЙ ХОЛЛ секционные заседания	МАЛЫЙ ЗАЛ стендовые сессии
<u>25 О К Т Я Б Р Я</u>		
10 <sup>30</sup> -10 <sup>45</sup> ОТКРЫТИЕ СОВЕЩАНИЯ		
10 <sup>45</sup> -11 <sup>20</sup> с.1.Современные тенденции развития ускорителей		с.2, с.3, с.4, с.5
11 <sup>20</sup> -11 <sup>30</sup> П Е Р Е Р Ы В		
11 <sup>30</sup> -12 <sup>30</sup> с.1 (продолжение)		
12 <sup>30</sup> -14 <sup>00</sup> О Б Е Д		
14 <sup>00</sup> -15 <sup>50</sup> с.2.Системы управления и контроля ускорителей	с.4.Ускоряющие структуры и мощная радиотехника	дискуссия
15 <sup>50</sup> -16 <sup>20</sup> П Е Р Е Р Ы В		
16 <sup>20</sup> -18 <sup>00</sup> с.3.Ускорители тяжелых ионов	с.5.Магнитные системы, системы электропитания и вакуумные системы ускорителей	
18 <sup>00</sup> -18 <sup>45</sup>		дискуссия
<u>26 О К Т Я Б Р Я</u>		
9 <sup>30</sup> -10 <sup>30</sup> с.10.Мезонные и каонные фабрики	с.6.Встречные пучки	с.6, с.7, с.8, с.9, с.10, с.12
10 <sup>30</sup> -11 <sup>00</sup> П Е Р Е Р Ы В		дискуссия
11 <sup>00</sup> -12 <sup>00</sup> с.10 (продолжение)	с.6 (продолжение)	
12 <sup>00</sup> -14 <sup>00</sup> О Б Е Д		
14 <sup>00</sup> -15 <sup>50</sup> с.8.Источники заряженных частиц для ускорителей	с.7.Динамика пучков	
15 <sup>50</sup> -16 <sup>20</sup> П Е Р Е Р Ы В		дискуссия
16 <sup>20</sup> -18 <sup>00</sup> с.9.Ускорители с высоким темпом ускорения, коллективные методы ускорения и импульсные ускорители	с.12.Статус действующих ускорителей и их модернизация	
18 <sup>00</sup> -18 <sup>45</sup>		дискуссия
<u>27 О К Т Я Б Р Я</u>		
9 <sup>30</sup> -11 <sup>20</sup> с.11.Проблемы создания ускорителей на сверх-высокие энергии	с.13.Радиационные проблемы на ускорителях	с.11, с.13
11 <sup>20</sup> -11 <sup>50</sup> П Е Р Е Р Ы В		дискуссия
11 <sup>50</sup> -13 <sup>20</sup> с.14.Проекты новых ускорителей		
13 <sup>20</sup> -14 <sup>00</sup> ЗАКРЫТИЕ СОВЕЩАНИЯ		

**ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ  
XI ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ  
ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ**

- |                                      |   |
|--------------------------------------|---|
| А.А.Васильев<br>(председатель)       | — доктор технических наук,<br>Государственный комитет по использованию<br>атомной энергии СССР, Москва              |
| Ю.Н.Дезясов<br>(зам. председателя)   | — доктор технических наук,<br>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна                                     |
| О.А.Войналович<br>(ученый секретарь) | — Государственный комитет по использованию<br>атомной энергии СССР, Москва  |
| С.Т.Беляев                           | — академик,<br>Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва   |
| В.А.Бережной                         | — кандидат физико-математических наук,<br>Научный совет АН СССР по проблемам ускорения<br>заряженных частиц, Москва |
| О.А.Вальднер                         | — доктор технических наук,<br>Московский инженерно-физический институт  |
| В.А.Глухих                           | — академик,<br>НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В.Ефремова,<br>Ленинград                                      |
| О.А.Гусев                            | — доктор технических наук,<br>НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В.Ефремова,<br>Ленинград                       |
| В.П.Джелепов                         | — член-корреспондент АН СССР,<br>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна                                  |
| С.К.Есин                             | — доктор технических наук,<br>Институт ядерных исследований АН СССР, Москва   |
| С.П.Капица                           | — доктор физико-математических наук,<br>Институт физических проблем им. С.И.Вавилова АН СССР,<br>Москва             |
| В.В.Карташев                         | — Объединенный институт ядерных исследований, Дубна   |
| В.И.Курилко                          | — доктор физико-математических наук,<br>Харьковский физико-технический институт АН УССР                             |
| А.Н.Лебедев                          | — доктор физико-математических наук,<br>Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва                        |
| В.М.Максимов                         | — Государственный комитет по использованию<br>атомной энергии СССР, Москва  |
| К.П.Мызников                         | — доктор физико-математических наук,<br>Институт физики высоких энергий, Серпухов                                   |
| В.Ц.Никогосян                        | — кандидат физико-математических наук,<br>Ереванский физический институт  |
| В.Л.Саранцев                         | — доктор физико-математических наук,<br>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна                           |
| А.Н.Скрябинский                      | — академик,<br>Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск  |
| В.А.Тепляков                         | — доктор технических наук,<br>Институт физики высоких энергий, Серпухов   |
| Г.Н.Флеров                           | — академик,<br>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  |
| И.В.Чувило                           | — доктор физико-математических наук,<br>Институт теоретической и экспериментальной физики,<br>Москва                |
| А.В.Шальнов                          | — доктор технических наук,<br>Московский инженерно-физический институт  |



## ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА А.А.ВАСИЛЬЕВА

Глубокоуважаемые товарищи и коллеги !

Разрешите мне приветствовать вас от имени Госкомитета по использованию атомной энергии СССР и Оргкомитета в связи с открытием XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.

Двадцать лет тому назад, в октябре 1968 года, в Москве в Доме ученых состоялось 1-е Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц, которое открыл академик А.Д.Минц.

За прошедшие 20 лет произошли громадные изменения в науке и технике, в жизни общества. Осуществлены многие ускорительные установки, проекты которых в те годы только составлялись, а на работающих ускорителях получены исключительно важные результаты. За эти годы получила экспериментальное обоснование кварк-глюонная структура адронной материи, открыты новые частицы, в том числе и переносчики слабого взаимодействия. Если в конце шестидесятих годов можно было говорить о некотором спаде интереса к физике высоких энергий, ядерной физике, то в настоящее время мы являемся свидетелями бурного развития этих отраслей науки. В Советском Союзе на самом высоком уровне принята большая программа по развитию физики высоких энергий, сооружению больших ускорительных комплексов. Большие надежды на сооружение следующего поколения ускорителей на сверхвысокие энергии имеются в США и ЦЕРНе. В настоящее время в Советском Союзе создается программа развития ядерной физики средних и низких энергий, которая потребует сооружения новых ускорителей и модернизации ряда действующих.

Создание нового поколения ускорителей и модернизация действующих необходимы для разработки фундаментальных проблем физики высоких энергий, релятивистской ядерной физики, физики тяжелых ионов, других областей ядерной физики, весьма важных для развития научно-технической революции, создания в будущем новых прикладных наук и технологий.

Все в большей степени ускорители заряженных частиц внедряются в народное хозяйство, медицину. Ускорители для наработки радиоизотопов, терапии пучками ускоренных частиц, радиохимии, дефектоскопии, имплантации, рентнографии и для других применений становятся все более и более распространенными и все более важными для технического прогресса.

В настоящее время, когда необходимость быстрого развития промышленности и народного хозяйства в СССР приобретает столь большое значение, эта прикладная сторона ускорительной науки и техники является весьма важной.

Таким образом, можно констатировать, что за прошедшие 20 лет ускорительная наука и техника получили большое развитие и впереди имеются еще большие перспективы.

Разрешите мне поздравить всех присутствующих с открытием XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц и пожелать успешной работы.

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО ОТ ИМЕНИ ПРЕЗИДИУМА АН СССР  
ЧЛЕНА-КОРРЕСПОНДЕНТА АН СССР В. П. ДЖЕЛЕПОВА

Уважаемые товарищи и коллеги!

Разрешите мне приветствовать вас от имени Президиума Академии наук СССР по случаю проведения очередного Одиннадцатого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.

Руководство Академии наук Советского Союза придает исключительно большое значение прогрессивному развитию ускорительной науки и техники, проблемам разработки и сооружения ускорителей на все большие и большие энергии, а также сверхточным ускорителям на промежуточные и средние энергии. Не случайно, что в Академии наук существует специальный Научный совет по ускорителям. Его возглавляет председатель Оргкомитета нашего совещания проф. А. А. Васильев — начальник Главного Управления по ускорителям и термоядерным установкам ГКАЗ.

Причина особого внимания, которое уделяется Академией наук развитию ускорителей, очевидна. Они являются одним из самых мощных средств, позволяющих ученым с наибольшим эффектом детально исследовать структуру материи, изучать внутреннюю структуру нуклонов, выяснять характер и свойства конститuentов, входящих в состав нуклонов, открывать фундаментальные законы взаимодействия частиц и характер сил, действующих между ними.

Триумфальное шествие физики высоких энергий от одного фундаментального открытия и большого успеха к другому, чему мы являемся свидетелями на протяжении последних десятилетий, целиком обязано выдающимся достижениям в области ускорителей. Обязано идеям и трудам блестящих ученых Векслера и Мак-Миллана, Ливингстона и Снайдера, Будкера и Скринского, Адамса и Ван-дер-Мейера, Минца и Владимирского, Ефремова и Комара и многих талантливых продолжателей их традиций. Одним из ярких достижений последних лет является открытие и реализация В. А. Тельпяковым и И. М. Капчинским принципа квадрупольной однородной фокусировки пучков ВЧ-полем. Создание семейства протонных синхротронов на энергии вплоть до 1 ТэВ, коллайдеров адронов до 1,6 ТэВ и коллайдеров электронов до 60 ГэВ позволило только за последние десять лет сделать несколько крупнейших открытий, революционным образом изменивших наши представления о структуре материи, вызвавших к жизни новые теории. Это открытие прелестных частиц с массами  $\sim 10$  ГэВ и прелестных кварков  $\sim 5$  ГэВ, открытие нескольких мезонов с высокими спинами вплоть до 6, открытие глюонов, переносчиков сильного взаимодействия между кварками, обнаружение адронных струй, открытие промежуточных векторных бозонов с массами 80–95 ГэВ, являющихся переносчиками слабого взаимодействия, наконец, обнаружение глюоболов — связанных состояний глюонов, обладающих цветным зарядом и сильно взаимодействующих между собой.

Развитие нового направления в ядерной физике — релятивистской ядерной физики целиком обязано осуществлению на протонных ускорителях высоких энергий ускорения многозарядных ионов на энергии от нескольких ГэВ/нуклон до 200 ГэВ/нуклон.

В актах столкновения ионов с энергиями 200 ГэВ/нуклон с тяжелыми ядрами возникает качественно новые явления, так как при этом в ничтожно малом объеме вещества размером в один кубический ферми выделяется гигантская энергия и плотность энергии достигает  $3+5$  ГэВ/фм<sup>3</sup>, что во много раз превышает обычную ядерную плотность 150 МэВ/фм<sup>3</sup>. В этих условиях адронное состояние материи переходит в новое фазовое состояние — из кварков и глюонов в кварк-глюонную плазму.

Весь этот большой объем знаний не мог быть получен без ускорителей.

Многих замечательных достижений и открытий достигли физики, работающие на ускорителях промежуточных и низких энергий. Это новые явления, открытие новых сверхтяжелых элементов и т.п. Они широко известны, и лишь из-за недостатка времени я не могу о них говорить.

Учитывая все это, позвольте от имени всех ученых, ведущих исследования на ускорителях, выразить глубокую благодарность нашим коллегам — ученым, занимающимся разработкой и созданием ускорителей, за их исключительно важный и большой вклад в общее дело развития ядерной физики.

Ознакомление с программой данного совещания показывает, что мы узнаем на нем о значительном прогрессе, который произошел за последние 2 года в ускорительной технике по многим аспектам.

Успешно воплощается в жизнь проект создания в СССР, в ИФЭВ, протонного ускорительно-накопительного комплекса 2х3 ТэВ. Принято решение и идет разработка проекта сооружения там же под эгидой ИЯФ СО АН СССР электрон-позитронного коллайдера на энергии до 1 ТэВ. Решение ЦК КПСС и Советского правительства от 16 июля 1987 г. о выделении нужных ассигнований на сооружение этих гигантских машин дало мощный импульс ускорения в реализации этой стратегической для советской ядерной физики задачи. Это очень важно также для развития физики высоких энергий в ОИЯИ — научном центре стран социалистического содружества.

Но ускорительная наука идет дальше.

В ЦЕРН сооружается коллайдер LEP на энергию до 2х100 ГэВ и прорабатывается проект адронного коллайдера на 2х8 ТэВ. США намерены создать коллайдер на 2х20 ТэВ. В мире идет работа над проектами В- и К-мезонных фабрик.

Все эти гигантские ускорители предназначены для поиска новых частиц с еще большими массами, т.н. частиц Хиггса, которые не предсказываются современной стандартной моделью, но должны существовать по предсказанию суперсимметричных теорий.

Рождение их на коллайдерах типа  $e^+e^-$  должно идти по реакции  $e^+ + e^- \rightarrow H^0 + Z^0$ , а на протонных коллайдерах — по реакции слияния двух  $W$ -или двух  $Z^0$ -промежуточных бозонов. Открытие указанных хиггсовских частиц имеет принципиальное значение для теории.

Следующий скачок по энергии требует создания новых схем ускорения с очень большими градиентами на единицу длины. О некоторых аспектах возможного решения этой задачи мы также узнаем на этом совещании.

В заключение позвольте мне пожелать большого успеха работе нашего Всесоюзного совещания по ускорителям, а всем участникам — приятных встреч, плодотворных дискуссий и интересных бесед.

**СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ  
РАЗВИТИЯ  
УСКОРИТЕЛЕЙ**

**Председатель: А.А.Васильев  
Секретарь: О.А.Войналович**

**Сессия 1**

## ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В. Г. Кадышевский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Доклад, который мне предстоит сделать, рассчитан не на очень большое время. Поэтому в нем неизбежно проявятся мои пристрастия, т.е. я буду останавливаться только на тех проблемах, которые мне лично представляются наиболее важными.

Профессор Леон Ледерман, один из нобелевских лауреатов по физике этого года, открывая XII Международную конференцию по ускорителям (Батавия, США, 1984 г.), сказал, что физика высоких энергий (ф.в.э.) опирается на три "степня": физиков-экспериментаторов, физиков-теоретиков и ученых-исследовательщиков. Эти три специализации, - продолжал он, - образуют замечательное сочетание. Вы, эксперты, сооружаете ускорители. Экспериментаторы получают с их помощью опытные данные. Теоретики смотрят на эти данные и восклицают: "Боже, нам нужны новые ускорители!". И в итоге начинается новый цикл...

А вот еще одно высказывание о ф.в.э., принадлежащее Абдусу Саламу [1]. Он пишет, что раньше эту науку<sup>1</sup> несла вперед "тройка", состоящая из 1) теории, 2) эксперимента, 3) ускорителей и детекторов. Затем к тройке пристегнули еще двух лошадей: 4) раннюю космологию, описывающую Вселенную, начиная с  $10^{-43}$ с после ее возникновения и до истечения первых трех минут, 5) чистую математику.

Я хотел бы сейчас немного поговорить о четвертой и пятой "лошадях" этой упряжки, чтобы потом уже к ним не возвращаться.

Итак, ранняя космология... По современным представлениям, основанным на т.н. стандартной космологической модели, в первую микросекунду своего существования Вселенная была настолько горячей, что могла состоять лишь из элементарных частиц, связанных фундаментальными силами. То была сотворенная самой Природой уникальная лаборатория физики высоких энергий. Ускоряя частицы и сталкивая их друг с другом в современных земных лабораториях, мы, в принципе, многое можем узнать о тех фундаментальных процессах, которые изначально происходили во Вселенной. При этом чем больше энергия сталкивающихся частиц, тем более ранний период истории Вселенной попадает в поле нашего зрения.

Однако вы знаете лучше, чем кто бы то ни было, что габариты ускорителей довольно быстро растут с увеличением предельной энергии, на которую они рассчитаны. Здесь наши возможности будут довольно скоро исчерпаны, если не появятся принципиально новые идеи и технологические решения. Напомню, что ускорение частиц до энергии  $\sim 10^{15}$  ГэВ, отвечающих "великому объединению"

---

<sup>1</sup>Салам называет ее "физикой частиц". Этот термин или эквивалентный ему - "физика элементарных частиц" - употребляется в том же смысле, что и выражение "ф.в.э."

сильного и электрослабого взаимодействий, потребовало бы сооружения ускорителя размером с Солнечную систему. А если бы мы хотели продвинуться до "планковской" энергии  $\sim 10^{19}$  ГэВ (на этом рубеже становятся существенными квантово-гравитационные эффекты), то пришлось бы строить ускоритель, кольцо которого имело бы протяженность порядка  $10^8$  световых лет.

Подобные машины могут существовать лишь в воображении писателей-фантастов. Однако теоретическая мысль смело проникает и в область практически недостижимых энергий. При этом реалистичность и жизнеспособность моделей, описывающих взаимодействия элементарных частиц во всей области энергий, определяется, в частности, при "сшивании" этих моделей со стандартной космологической моделью ранней Вселенной. В результате в ф.в.э. вносятся ценные эвристические идеи и ограничения. Это и имеет в виду А. Салам, рассматривая раннюю космологию как одну из движущих сил современной физики элементарных частиц. Приведу примеры, иллюстрирующие правомерность такой точки зрения.

На основании астрофизических оценок распространенности первичного  $He^4$  можно судить о количестве различных типов легких нейтрино и, следовательно, о числе поколений лептонов и кварков. Наблюдаемая барионная асимметрия мира, возможно, связана с возникновением в ранней Вселенной избытка кварков над антикварками во взаимодействиях, нарушающих закон сохранения барионного заряда и  $CP$ -симметрию.

Весьма важной и глубокой проблемой, в решении которой заинтересованы как космология, так и теория элементарных частиц, является оценка космологической постоянной  $\Lambda$ . Для самосогласованного описания ранней Вселенной введение этого параметра сейчас признается необходимым. С другой стороны, по астрономическим данным, в современную эпоху величина  $\Lambda$  очень мала ( $|\Lambda| < 10^{-56} \text{ см}^{-2}$ ), если вообще не равна нулю.

В квантовой теории поля, не использующей суперсимметрию, постоянная  $\Lambda$  выражается через энергию вакуума и формально является бесконечной величиной. Если в соответствующие расходящиеся фейнмановские интегралы вводить разумное обрезание, то полученная в результате оценка на  $|\Lambda|$  будет отличаться от астрономической на 50-100 порядков. Однако в суперсимметричной теории поля происходит сокращение всех расходящихся вакуумных диаграмм, что эквивалентно  $\Lambda=0$ . В этой связи возникает вопрос: можно ли, отказавшись от точной суперсимметрии, подобрать такой механизм ее нарушения, чтобы космологическая постоянная  $\Lambda$  была отличной от нуля, но малой величиной?

Отметим, что ценная информация для физики элементарных частиц поступает и из астрофизических наблюдений, не имеющих прямого отношения к ранней космологии. Так, своеобразным стимулом для поиска новых нейтральных частиц служит вывод астрофизиков о том, что более 90% массы нашей Вселенной составляет таинственное "темное вещество" ("dark matter"). Особое место занимает нейтринная астрофизика, для которой событием первостепенной важности явилось наблюдение в феврале прошлого года вспышки сверхновой SN1987A в Большом Магеллановом облаке.

Итак, ключ к решению некоторых актуальных проблем физики микромира может быть найден при изучении макрокосма и, наоборот, отдельные яркие фрагменты физической картины макрокосма основаны на закономерностях, обнаруженных при исследовании микромира.

Теперь несколько слов о влиянии чистой математики на развитие ф.в.э. Здесь, конечно, идет речь об углублении и совершенствовании математического аппарата теории элементарных частиц. В 30-е годы, по замечанию немецкого теоретика Р. Йоста, потребности физиков в математических навыках

ограничивались рудиментарным знанием латинского и греческого алфавитов. Теперь времена изменились. Для успешной работы в области теории элементарных частиц сейчас необходимо не только свободно владеть классическими методами математической физики, но и разбираться в тонкостях функционального анализа, дифференциальной геометрии, а с недавнего времени - алгебраической геометрии и топологии. И не случайно, что многие профессиональные математики ныне в полную силу занимаются исследованиями в области новейшей квантовой теории поля. Особенно привлекают их различные варианты суперструнных теорий, локосящих редкой красотой и изяществом.

Нет сомнения, что построение математического аппарата, адекватного перспективным физическим идеям, - задача исключительно важная. Однако, с другой стороны, не следует переоценивать значение чисто математического, умозрительного подхода к решению ключевых проблем теории элементарных частиц. Физическая теория должна прежде всего опираться на принципы, являющиеся глубоким обобщением экспериментальных фактов, а не только на математические идеи, сколь бы красивы они ни были. Как говорил Фарадей, "ничто не является настолько прекрасным, чтобы быть истинным". Показательно, что эти слова высечены на стене здания физического факультета Лос-Анджелесского университета.

Как-то незаметно я переключился на теорию, которая в упряжке Салама, влекущей вперед физику частиц, значится под номером 1.

Надо сказать, что теоретические представления, положенные в основу ф. в. э., за последние четверть века претерпели значительные изменения. Наиболее важное из них состоит в том, что теперь роль элементарных составляющих материи, или "кирпичей мироздания", прочно перешла к кваркам и лептонам. Прочно - это не значит, что навсегда. Возможно, в будущих экспериментах на ускорителях удастся "разглядеть" конечные размеры и составную структуру кварков и лептонов (позднее я еще вернусь к обсуждению такой перспективы). Однако при достигнутой на сегодня разрешающей способности ( $\sim 10^{-16}$  см) мы вправе трактовать эти фермионы как точечные бесструктурные объекты.

Расположим кварки и лептоны в виде таблицы:

Поко- ления	I	u	d	e	$\nu_e$
	II	c	s	$\mu$	$\nu_\mu$
	III	t?	b	$\tau$	$\nu_\tau?$

Кварки занимают ее левую половину, лептоны - правую (t- кварк и нейтрино  $\nu_\tau$  еще не открыты). Частицы, принадлежащие одной и той же строке таблицы, составляют т.н. поколение. Сейчас открыты (хотя и не полностью) три поколения кварков и лептонов. А сколько всего подобных семейств имеется в природе? Это один из фундаментальных вопросов, адресованных физике высоких энергий.

Загадочными представляются и те функции, которые Природа "поручила" выполнять различным поколениям. В отношении I поколения как будто все ясно.

Все атомы, т.е. химические элементы, грубо говоря, состоят из  $u$ - и  $d$ -кварков и электронов. Нейтрино  $\nu_e$  не входит в состав атомов, но оно участвует в протон-протонном цикле ядерных реакций, идущих в недрах Солнца и обеспечивающих его горение. Однако от фермионов II и III поколения, являющихся утяжеленными копиями  $u$ ,  $d$ ,  $e$  и  $\nu_e$ , особой "пользы" нет. Они, как считается, играли важную роль лишь в динамике ранней Вселенной. В современную эпоху эти частицы либо рождаются в процессах, вызванных космическими лучами, либо люди искусственно производят их в экспериментах на ускорителях.

Кварки, в отличие от лептонов, характеризуются цветом - дискретной переменной, принимающей три значения. условно можно говорить о красных, желтых и синих кварках. Эта переменная была введена в 1965 году Боголюбовым, Струминским и Тавхелидзе, Каном и Намбу с целью сохранения принципа Паули в кварковой модели адронов.

Другим специфическим и одновременно загадочным свойством кварков является дробность их электрических зарядов  $Q$ . Так,  $Q=2/3 e$  для кварков  $u$ ,  $s$ ,  $t$  и  $Q=-1/3 e$  для  $d$ ,  $s$  и  $b$ . "Бесцветные" лептоны либо электрически нейтральны (это относится ко всем нейтрино), либо обладают зарядом  $Q=-e$ , как в случае  $e$ ,  $\mu$  и  $\tau$ .

Теоретическое описание взаимодействий кварков и лептонов основано на так называемой стандартной модели (СМ). СМ включает в себя квантовую хромодинамику (КХД) и теорию электрослабого взаимодействия (ЭСВ). Гравитационное взаимодействие остается вне ее рамок.

В математическом отношении СМ представляет собой калибровочную квантовую теорию поля с группой симметрии

$$SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1). \quad (1)$$

Калибровочные теории замечательны тем, что в них практически однозначно фиксируется структура лагранжиана взаимодействия. При этом переносчиками взаимодействия являются векторные частицы, число которых равно числу параметров группы симметрии. Данные частицы не обладают какой-либо составной структурой, т.е. являются столь же элементарными, как, например, кварки и лептоны.

Группа (1) зависит от  $8+3+1=12$  параметров. Восьмерка отвечает множителю  $SU(3)_c$  - группе цветовой симметрии, лежащей в основе КХД. Соответствующий октет векторных бозонов, называемых глюонами, осуществляет взаимодействие между цветными кварками. Симметрия  $SU(3)_c$  считается точной, а глюоны - безмассовыми.

Установлено, что на малых расстояниях (больших передаваемых импульсах) эффективное кварк-глюонное взаимодействие убывает ("асимптотическая свобода"). Поэтому в данной области можно применять для расчетов аппарат теории возмущений, например диаграммную технику Фейнмана, и получать надежные количественные предсказания.

На больших расстояниях  $\sim 10^{-13}$  см хромодинамические силы должны быть большими хотя бы потому, что им надлежит связать кварки в адроны и обеспечить "сильное" взаимодействие последних<sup>2</sup>. Теория возмущений в данном случае неприменима. "КХД на больших расстояниях", как обычно называют теорию

<sup>2</sup> Вообще КХД часто называют современной теорией сильных взаимодействий или наиболее вероятным кандидатом на роль таковой.



кварк-глюонных взаимодействий в этой области, - предмет интенсивных исследований как в плане теоретическом, так и экспериментальном. Проблемой номер один, являющейся откровенным вызовом теоретикам на протяжении уже многих лет, здесь можно считать разгадку механизма конфайнмента, т.е. объяснение причины удержания кварков внутри адронов и невозможности существования их в свободном состоянии.

Обратимся теперь к теории электрослабых взаимодействий (ЭСВ) в рамках стандартной модели. Эта теория была сформулирована Вайнбергом, Саламом и Глэшоу. Группа калибровочной симметрии ЭСВ включает в себя второй и третий сомножители из (1)

$$SU(2)_L \times U(1) \quad (2)$$

и задается, соответственно, числом параметров, равным  $3+1=4$ . Значит, калибровочных векторных бозонов здесь должно быть 4. Мы их знаем поименно. Это  $\gamma$ ,  $W^\pm$  и  $Z^0$ . Фотон  $\gamma$ , подобно глюонам, является безмассовой частицей, тогда как векторные бозоны  $W$  и  $Z^0$  довольно массивны:

$$M_W = 80 \text{ ГэВ}, \quad M_{Z^0} = 90 \text{ ГэВ}. \quad (3)$$

Последнее обстоятельство указывает на то, что симметрия (2) не может быть точной, а должна неизбежно нарушаться.

Теория ЭСВ включает в себя хиггсовский механизм спонтанного нарушения  $SU(2)_L \times U(1)$ -симметрии, который обеспечивает появление масс у  $W$ ,  $Z^0$ , кварков и лептонов без потери калибровочной инвариантности полного лагранжиана ЭСВ. В простейший вариант теории входит один нейтральный хиггсовский скалярный бозон  $H^0$ , масса которого, однако, не предсказывается. По современным представлениям, она заключена в интервале

$$5.4 \text{ ГэВ} < M_{H^0} < 1000 \text{ ГэВ}. \quad (4)$$

Поиск  $H^0$  непременно входит в перспективные экспериментальные программы крупнейших ускорительных лабораторий мира. Если эта частица окажется достаточно легкой, то она может быть открыта на  $e^+e^-$  - коллайдере LEP, запуск которого назначен на 15 июля 1989 года.

Раз уж я упомянул о LEPе, то хотел бы подчеркнуть, что на этом коллайдере стандартная модель будет впервые по-настоящему сопоставлена с прецизионными измерениями. Первоочередной задачей, стоящей перед 4 коллаборациями, "аккредитованными" на LEPе, является измерение с высокой точностью массы и полной ширины  $Z^0$ -бозона<sup>3</sup>. Знание полной ширины позволит установить количество нейтринных каналов распада  $Z^0$  и определить в итоге число поколений кварков и лептонов.

В рамках  $SU(2)_L \times U(1)$ -симметрии реализовано объединенное описание электромагнитного и слабого взаимодействий кварков и лептонов. Этот синтез оказался настолько глубоким, что употребление универсального термина "электрослабое взаимодействие" вполне правомерно.

Вообще физика знает немало примеров того, каким плодотворным может быть единый подход к описанию явлений, кажущихся, на первый взгляд, совсем не связанными и даже разнородными. Так, благодаря Ньютону земная и небесная гравитация соединились в одном понятии "всмирное тяготение". Фарадей обнаружил, что электрические и магнитные силы есть проявление одной сущности

<sup>3</sup>Ту же цель преследует и коллайдер SLC (Стэнфорд, США), находящийся сейчас в состоянии наладки.

- электромагнетизма. Максвелл объединил электромагнетизм и оптику, поняв, что они описывают явления, имеющие общую природу. Он же, соединив аналитическую механику и термодинамику, разработал кинетическую теорию газов.

Пространство и время в рамках специальной теории относительности выступают вместе как единый 4-мерный мир. В общей теории относительности геометрия этого 4-мира неразрывно связана с гравитационным полем.

В СМ кварк-глюонное взаимодействие, с одной стороны, и электрослабое - с другой, существуют совершенно независимо друг от друга. Попытки объединить эти взаимодействия в рамках более общей теоретической схемы с эффективным названием "великое объединение" пока, к сожалению, не привели к реальному успеху. Тем не менее продолжают разрабатываться и более грандиозные проекты, претендующие на создание "всеобъемлющей теории" ("theory of everything"). В первую очередь я здесь имею в виду уже упоминавшиеся суперструнные теории, в которых осуществляется синтез кварк-глюонного, электрослабого и гравитационного взаимодействий, причем описание последнего согласуется с требованиями квантовой механики<sup>4</sup>.

Проходившая два месяца назад в Мюнхене XXIV Международная (рочестерская) конференция по физике высоких энергий констатировала, что стандартная модель согласуется со всеми имеющимися на сегодня экспериментальными данными. Никаких свидетельств в пользу появления какой-нибудь "новой" физики не найдено.

Хотя  $\nu_{\tau}$ - и  $t$ - кварк еще не открыты, в их существовании никто не сомневается. Интервал возможных значений массы  $t$ -кварка выглядит так:

$$50 \text{ ГэВ} < M_t < 200 \text{ ГэВ.} \quad (5)$$

На конференции отмечалось, что если  $M_t \leq 100$  ГэВ, то эта частица уже через год может быть открыта на  $p\bar{p}$ -коллайдере ФНАЛ (Батавия, США), достигшем к 1 августа 1988 г. светимости  $L \approx 5 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

Успех СМ в описании наблюдаемых явлений с участием кварков, лептонов, глюонов и векторных бозонов свидетельствует прежде всего о том, что принципы, положенные в основу данной модели, заслуживают доверия в доступной на сегодня области энергий. Прототипом для СМ, как в плане идейном, так и техническом, послужила квантовая электродинамика (КЭД) - калчбровочная теория взаимодействия электрически заряженных фермионов с фотонами. Как известно, в области своей применимости КЭД достигла рекордной точности в совпадении теоретических предсказаний с экспериментальными данными. Так, для величины аномального магнитного момента электрона КЭД дает значение, согласующееся с опытом в девятом десятичном знаке после запятой. Чтобы оценить по достоинству этот факт, Р.Фейнман советовал [2]: "Представьте себе, что вы измерили расстояние от Лос-Анджелеса до Нью-Йорка с точностью до толщины человеческого волоса".

---

<sup>4</sup>Несколько лет назад энтузиазм вокруг "суперструнного" направления был намного выше. Суперструнная теория привлекала тогда своей уникальностью, поскольку ее структура определялась практически однозначно. Раздавались даже голоса, что дорогостоящие эксперименты в области высоких энергий могут стать ненужными, ибо теория позволяет, в принципе, все рассчитать. Позднее, однако, выяснилось, что число таких суперструнных теорий оценивается как  $\sim 10^{100}$ .

Не менее образно Фейнман охарактеризовал и диапазон расстояний, внутри которого КЭД успешно выдержала проверку опытом: "От ста размеров земного шара до одной сотой размера атомного ядра".

Итак, прототип для СМ был выбран *вполне* добротный. Вместе с тем у него был дефект, который унаследовала и СМ. Я имею в виду наличие как в КЭД, так и в СМ ультрафиолетовых расходимостей, возникающих в теории возмущений при формальном обращении с интегралами в области больших энергий и импульсов. Известно, что КЭД не решила эту проблему, а обошла ее<sup>5</sup>. Была разработана специальная процедура - перенормировка, которая позволила спрятать расходимости в несколько ненаблюдаемых параметров, после чего стало возможным проведение количественных расчетов с любой точностью.

Квантовые теории поля, допускающие такую процедуру, называются перенормируемыми. СМ тоже входит в их число. Цена перенормировки хорошо известна: в теорию проникают параметры, значения которых приходится брать из опыта. Обычно ими являются массы частиц и константы связи. В СМ общее число свободных параметров, значение которых модель не может предсказать в принципе, превышает два десятка. Это массы фермионов и бозонов, константы связи, углы смешивания, фаза CP-нарушения. Такое обилие параметров делает СМ похожей на полуфеноменологическую схему и указывает на незавершенность этой теории. Радужная картина согласия СМ с экспериментальными данными, представленная на Мюнхенской конференции, рано или поздно неизбежно начнет размываться.

Что может служить надежным ориентиром для выхода за рамки СМ? На каких расстояниях (при каких энергиях) СМ заведомо перестанет "работать"? Для какой более общей теории СМ является низкоэнергетическим пределом? Только будущие эксперименты в состоянии ответить на эти вопросы. Они, как известно, могут быть двоякого рода. Первый предполагает продвижение в область малых расстояний с помощью ускорителей, разгоняющих частицы до более высоких энергий, второй - прецизионные измерения при уже достигнутых энергиях тех величин, значения которых вносят вклад процессы, происходящие на малых расстояниях.

Твердого и надежного теоретического фундамента "физики за пределами СМ" не существует. Здесь можно пока говорить лишь об определенных направлениях исследований. Среди них наиболее популярны:

- суперсимметрия
- "техницвет"
- составные кварки и лептоны
- "великое объединение"
- суперструны

и некоторые другие.

Для суперструнных теорий характерным масштабом является планковская масса  $M_p = 10^{19}$  ГэВ. "Великое объединение" взаимодействий должно наступать при энергиях  $\sim 10^{15}$  ГэВ. Энергетическая шкала техницветового взаимодействия, формирующего составные хиггсовские бозоны  $H^0$ , значительно меньше:  $\sim 10^3$  ГэВ = 1 ТэВ. В этой модели, кстати,  $M = 1$  ТэВ.

---

<sup>5</sup> В настоящее время твердо установлено, что в ряде суперсимметричных полевых моделей имеет место полное сокращение ультрафиолетовых расходимостей. Выдвинуты эвристические аргументы в пользу того, что от этих расходимостей могут быть свободны и суперструнные теории.

Вообще физика в области энергий 1 ТэВ кажется многообещающей и привлекает всеобщее внимание. Именно на данном рубеже, как многие полагают, уже в полной мере проявятся ограниченность и незамкнутость СМ.

В этой связи мне хотелось бы обсудить еще одну проблему, которую сама СМ решить не может. Я имею в виду "проблему иерархии". Суть ее состоит в том, что фигурирующие в СМ массы кварков, лептонов, промежуточных векторных бозонов  $W$  и  $Z^0$  весьма малы по сравнению с энергетическим масштабом "великого объединения" ( $\sim 10^{15}$  ГэВ) и, тем более, по сравнению с планковской массой  $M_P$ . С другой стороны, в СМ указанные частицы становятся массивными благодаря взаимодействию с хиггсовским бозоном  $H^0$ , масса которого должна лежать в интервале (4).

Предположим, что  $H^0$  - элементарная скалярная частица и что идея "великого объединения взаимодействий" верна. Тогда на величине  $M_{H^0}$ , в силу квадратичной расходимости массовой диаграммы скалярной частицы, должны очень сильно сказываться радиационные поправки, обусловленные новым "универсальным" взаимодействием. В итоге отношения типа  $M_W/M_P$  могут значительно измениться.

Чтобы избежать указанной трудности и сохранить наблюдаемую иерархию массовых шкал, необходимо стабилизировать массу хиггсовского бозона  $H^0$ . Этого в принципе можно достичь в рамках суперсимметричного расширения теории, при котором квадратично расходящиеся диаграммы вовсе не появляются. Оказывается, что для удержания  $M_{H^0}$  в интервале (4) необходимо, чтобы массы суперчастиц не превышали 1 ТэВ. Таким образом, область энергий 1 ТэВ вновь оказывается физически выделенной.

Насколько оправдана ставка на суперсимметричное обобщение СМ? Может ли стратегическое направление развития теории элементарных частиц быть связано с идеей суперсимметрии?

О суперсимметрии (СУСИ) в последние 15 лет говорят очень много. СУСИ - это новая разновидность симметрии в мире элементарных частиц, основанная на объединенном (!) описании бозонов и фермионов. В рамках СУСИ каждой частице сопоставляется суперчастица, спин которой отличается на 1/2. Так, фотону  $\gamma$ ,  $W$ - и  $Z$ - бозонам, обладающим спином 1, соответствуют дираковские суперчастицы "фотино"  $\tilde{\gamma}$ , "вино"  $\tilde{W}$  и "зино"  $\tilde{Z}$ , кваркам и лептонам отвечают скалярные "скварки" и "слептоны", скалярным "хиггсам" - "схиггсы" со спином 1/2.

Все частицы и суперчастицы, входящие в один супермультиплет, должны иметь одинаковую массу. Однако ничего похожего на вырождение спектра масс у имеющихся фермионов и бозонов не наблюдается. Более того, если даже не принимать во внимание различия в массах, следует констатировать, что известные нам фермионы не могут быть интерпретированы как суперпартнеры существующих бозонов. Отсюда при доброжелательном и оптимистическом отношении к самой концепции СУСИ следуют два вывода:

1. Суперсимметрия элементарных частиц реализуется в нарушенной форме с большим расщеплением масс в супермультиплетах.

2. Суперчастицы нужно открывать.

Несомненно, что обнаружение суперчастиц явилось бы ярким сигналом новой нестандартной физики. Пока, однако, их поиск не увенчался успехом, что было подтверждено и на Мюнхенской конференции. Из имеющихся на сегодня данных получаются следующие оценки на массы этих объектов:

$$M_{\tilde{d}} > 25 \text{ ГэВ}, \quad M_{\tilde{e}} > 22 \text{ ГэВ}, \quad M_{\tilde{\nu}_\tau} > 26 \text{ ГэВ},$$

$$M_{\tilde{u}} > 60 \text{ ГэВ}, \quad M_{\tilde{W}} > 28 \text{ ГэВ}, \quad M_{\tilde{Z}} > 30 \text{ ГэВ}.$$

(6)

Как теоретическая схема СУСИ удовлетворяет самым высоким эстетическим требованиям. Те же суперструнные теории своей привлекательностью во многом обязаны заложенной в них суперсимметрии. Соединение идеи СУСИ с калибровочным принципом привело к нетривиальному обобщению теории тяготения - супергравитации. В рамках универсального суперсимметричного описания фермионов и бозонов стираются различия между структурными составляющими материи, с одной стороны, и переносчиками взаимодействий - с другой. Наконец, в суперсимметричных теориях поля теряет свою остроту проблема ультрафиолетовых расходимостей: либо они здесь совсем исчезают (я уже говорил об этом), либо соответствующая процедура перенормировки значительно упрощается.

Ранее было сказано, что с точностью до  $10^{-16}$  см кварки и лептоны можно считать элементарными бесструктурными объектами и что именно такое представление об этих фермионах заложено в СМ. Однако повторяемость поколений и само обилие кварков и лептонов<sup>6</sup>, быть может, является намеком на их сложную природу. Соответствующих моделей предложено немало. Кварки и лептоны в них строятся из небольшого количества более фундаментальных фермионов (пракварков, субкварков, преонов, ... - общепринятого названия для этих "конституэнтов" нет).

В силу квантово-механического соотношения неопределенностей средние кинетические энергии частиц, составляющие сложную систему, должны быть обратно пропорциональны ее поперечным размерам. Поскольку размеры кварков и лептонов ограничены сверху величиной  $10^{-16}$  см, то кинетические энергии их "конституэнтов" в среднем превышают 100 ГэВ. Этот масштаб намного превосходит наблюдаемое расщепление масс кварков и лептонов. Следовательно, составная модель для данных частиц не может даже качественно согласовываться с опытом, если в нее не будет включен какой-то механизм эффективного подавления больших кинетических энергий "конституэнтов".

Многие теоретики полагают, что здесь делу может помочь киральная симметрия, которая появляется, если массы "конституэнтов" считать равными нулю. Мне лично импонирует другой, более радикальный путь возможного решения указанной проблемы. Он связан со старой гипотезой о существовании в природе еще одного универсального масштаба - фундаментальной длины  $\ell$ . Структура квантовой теории, развитой на базе данной гипотезы, на расстояниях  $\leq \ell$  коренным образом отличается от структуры стандартной теории. Это непосредственно касается и соотношения неопределенностей.

Предположим далее, что  $\ell$  имеет тот же порядок величины, что и размеры кварков и лептонов. Тогда, как показывает модельное рассмотрение, в новом подходе можно рассчитывать на сокращение разрыва между спектром масс кварков и лептонов и кинетическими энергиями их "конституэнтов". На мой взгляд, экспериментальные исследования в области энергий  $\geq 1$  ТэВ представляют большой интерес и с точки зрения поиска "фундаментальной длины"  $\ell \leq 1 \text{ (ТэВ)}^{-1} = 2.3 \cdot 10^{-17}$  см.

Мой обзор стандартной модели, ее "белых пятен", а также некоторых идей, намечающих выход за ее рамки, подходит к концу. Из-за недостатка времени остался в стороне ряд направлений в современной физике частиц, представляющих большой принципиальный интерес с точки зрения проверки как "стандартных", так и "нестандартных" представлений об элементарных частицах.

<sup>6</sup> В трех поколениях фигурирует 18 кварков (с учетом цвета) и 6 лептонов.

Здесь я имею в виду различные аспекты "неускорительной" физики, исследования на сильноточных ускорителях, изучение проявлений кварк-глюонных степеней свободы в ядрах, исследования фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму и т. д.

Однако, на мой взгляд, данный обзор будет существенно неполным, если я хоть бы кратко не прокомментирую вопрос о нарушении в физике частиц дискретных симметрий P и CP.

Нарушение P-симметрии, или несохранение пространственной четности, было обнаружено в слабых процессах в 1956 году. После нескольких лет поисков теория слабых взаимодействий приобрела известную форму (V-A)-варианта. В самом этом названии легко усматривается нарушение зеркальной симметрии: вектор смешивается с аксиалом.

В ЭСВ-теории Салама-Вайнберга-Глэшоу, включенной в SM, внешним признаком несохранения P-четности является индекс L (от английского left) в символе группы  $SU(2)_L$ . В приближении нулевой массы "левые" фермионы, у которых спин ориентирован против импульса, образуют дублеты относительно данной группы, а "правые" (со спином по импульсу) - синглеты. Таким образом, налицо явное неравноправие "левого" и "правого". Каково его происхождение? Почему на самом фундаментальном (с позиций сегодняшнего дня) уровне описания взаимодействий элементарных частиц зеркальная симметрия должна быть резко нарушена? Эти вопросы, как мне кажется, таят в себе ростки будущей, более полной и совершенной теории.

Теперь о проблеме CP-нарушения, которая в следующем году отметит свое 25-летие. Этому юбилею, кстати сказать, будет посвящена специальная конференция. Впервые результаты Кронина, Фитча, Кристенсона и Тёрлея по наблюдению запрещенного CP-инвариантностью распада долгоживущего нейтрального K-мезона на два пиона



были доложены в августе 1964 года на XII международной (Рочестерской) конференции в Дубне, можно сказать, в этом зале, поскольку именно здесь проходили пленарные заседания конференции. В том же году Л. Вольфенштейн предложил объяснение данного эффекта, опирающееся на гипотезу о существовании некоего сверхслабого CP-неинвариантного взаимодействия с появлением стандартной теории ЭСВ возникло простое альтернативное описание CP-нарушения, использующее смешивание кварков различных поколений. Дело в том, что в SM кварковые поля, имеющие определенный закон преобразования относительно группы (2), являются суперпозициями (смесью) кварковых полей с определенной массой. В случае двух поколений такая суперпозиция описывается одним параметром - углом Кабиббо. Если число поколений равно трем, то мы имеем дело со смешиванием, описываемым матрицей Кобаяши-Маскава. Она зависит от трех углов  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  "кабиббовского типа" и одной фазы  $\delta$ . Наличие параметра  $\delta$  как раз и обеспечивает возможность описания CP-нарушения в рамках SM.

В количественном отношении предсказания SM, касающиеся нарушения CP-инвариантности в  $K_L^0$ -распадах, лишь незначительно отличаются от соответствующих предсказаний модели "сверхслабого" взаимодействия. Уловить это отличие на опыте в течение длительного времени не представлялось возможным, и обе интерпретации CP-нарушения мирно сосуществовали друг с другом. И вот совсем недавно стало известно о проведении соответствующих

прецизионных экспериментов во ФНАЕ и ЦЕРНе. Результаты второго из них явно согласуются лишь с предсказаниями СМ, отвергая таким образом гипотезу о "сверхслабом" взаимодействии.

я хотел бы подчеркнуть, что стандартная модель не дает ответа на вопрос, зачем вообще нужно Природе нарушение СР-симметрии и почему соответствующие эффекты должны быть малы. Она лишь обеспечивает удобный феноменологический способ описания этих эффектов при условии, что минимальное число поколений равно 3, т.е. кварков не меньше 6 (без учета цвета)<sup>7</sup>.

Теперь я хотел бы обратить ваше внимание на одно совпадение: открытие Кронина, Фитча, Кристенсона и Тёрлея сделано в том же 1964 году, когда Гелл-манном и Цвейгом была выдвинута гипотеза о кварковой структуре адронов. В то время многие считали, что кварки - это сугубо математические объекты, которыми удобно оперировать в схеме унитарной симметрии адронов. И кто мог знать тогда, что наблюдавшийся Крониним и др. распад  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  спустя много лет будет рассматриваться как свидетельство того, что кварки реально существуют и что их по меньшей мере шесть штук!

Перенесемся теперь мысленно в 1928 год... Профессор Макс Борн, встречая группу посетителей Геттингенского университета, говорил [3]: "Физика, насколько мы ее понимаем, закончится через 6 месяцев". Надо сказать, что у Борна была к тому времени очень высокая репутация как физика-теоретика, и ему никак нельзя было отказать в проницательности. Именно он разъяснил Гайзенбергу, открывшему матричную форму квантовой механики, что тот имеет дело не с чем иным, как с матрицами. Ему же принадлежала вероятностная трактовка квантово-механической волновой функции.

Иллюзия "конца физики" возникла у Борна не случайно. Незадолго до этого Дирак открыл свое замечательное уравнение, которое, как полагал автор, описывает сразу и электрон, и протон. Поскольку в то время только эти частицы и были известны и поскольку уравнение Дирака в принципе решало проблему согласования друг с другом требований квантовой механики и теории относительности, Борну и показалось, что физика как наука себя исчерпала.

С тех пор прошло не 6 месяцев, а 60 лет. Физика не только не закончилась, а наоборот, все эти годы она неуклонно, иногда непредсказуемо, развивалась. Явным лидером ее стала физика высоких энергий. Именно в этот период времени возникли и усовершенствовались ускорители, произошла настоящая революция в развитии физических измерительных средств. В итоге совместными усилиями ускорительщиков, экспериментаторов и теоретиков было открыто множество важных и глубоких закономерностей микромира. И прав был Паскаль, когда сказал: "Скорее воображение устанет постигать, чем природа поставлять". Вот этим я и хотел бы закончить. Благодарю вас за внимание.

При подготовке к докладу мною были использованы, помимо цитированных, материалы [4-8].

---

<sup>7</sup> Новые большие возможности для проверки "стандартного" описания СР-нечетных эффектов сулит изучение распадов нейтральных В-мезонов. Соответствующие предложения занимают важное место в экспериментальных программах ряда будущих ускорителей, в частности унк.

## литература

1. Charles B. Thorn. "Particle Physics (1987)". IC/87/402.
2. В. Фейнман. КЭД - странная теория света и вещества. Библиотечка "КВАНТ", выпуск 10. Москва, "Наука", Главная редакция физико-математической литературы, Гр. Ч. 1988.
3. Stephen W. Hawking. Brief History of Time. Bantam Books, 1988.
4. Я. И. Окунь. Лептоны и кварки. Москва, "Наука". Главная редакция физико-математической литературы. 1981.
5. S. Rubbia. The "Future" in High-Energy Physics", CERN-EP/88-130, 5 October 1988.
6. J.D. Bjorken. Topics in B-Physics, FERMILAB-Conf-88-134-T, September 1988.
7. Proceedings of the workshop on physics at future accelerators. La Thuile (Italy) and Geneva (Switzerland), 7-13 January 1987. CERN 87-07, 4 June 1987.
8. Proceedings of the 1987 ICFA Seminar on Future Perspectives in High Energy Physics, October 5-10, 1987, Brookhaven National Laboratory, BNL 52114.



## О НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЬНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

А.А.Васильев

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва

В связи с двадцатилетним юбилеем нашего 1-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц уместно отметить некоторые успехи ускорительной науки и техники, которым мы все были свидетели, и обсудить имеющиеся перспективы.

Главный итог заключается в том, что получили развитие все основные типы ускорителей и особенно те, которые обосновал академик В.И.Векслер введением принципа автофазировки. Именно на основе протонных и электронных синхротронов достигнуты наибольшие энергии пучков заряженных частиц. За год до нашего 1-го Совещания в 1967 году вошел в строй действующих ускоритель Института физики высоких энергий на энергию 70 ГэВ. В те годы крупными физиками высказывались мнения о том, что это последний ускоритель, построенный по классическим методам, и следующее поколение ускорителей будет сооружено в соответствии с так называемыми "новыми", или коллективными, методами ускорения, основная идея которых была предложена также академиком В.И.Векслером. Высказывалось также мнение о том, что ускоритель на энергию около 300 ГэВ мог бы быть сооружен и по "классическим" методам, но только не на национальной основе, а лишь на международной при участии США, СССР и европейских стран.

Развитие ускорительной науки и техники показало, однако, что "классические" методы ускорения в значительной степени еще не исчерпаны. Были разработаны проекты ускорителей на энергию 400 ГэВ в США и Западной Европе и проект кибернетического ускорителя на 1000 ГэВ в СССР, из которых проекты ускорителей в США и Западной Европе были осуществлены соответственно в Национальной лаборатории им.Ферми в США /ФНАЛ/ под руководством Вилсона и в ЦЕРНе под руководством Адамса. Проект кибернетического ускорителя на 1000 ГэВ, разработанный в СССР под руководством академика Минна, осуществлен не был, хотя заложенные в этом проекте идеи автоматизированного управления были использованы в других осуществленных и осуществляемых проектах. В дальнейшем добавлением сверхпроводящего кольца в том же туннеле энергия ускорителя во ФНАЛе была поднята до 900 ГэВ. В ЦЕРНе и во ФНАЛе на базе ускорителей действуют и протон-антипротонные коллайдеры на энергию в сотни ГэВ. В США на основе стенфордского линейного ускорителя сооружен электрон-позитронный коллайдер на энергию  $2 \times 50$  ГэВ и ведется проектирование линейного электрон-позитронного коллайдера на энергию в сотни ГэВ.

благодаря работе с пучками высокой светимости протон-антипротонного коллайдера в ЦЕРНе, оснащенного разработанной Ван-дер-Мейером системой стохастического охлаждения, удалось группе Руббиня сделать открытие частиц-переносчиков слабого взаимодействия.

Большой основополагающий вклад в разработку электрон-позитронных коллайдеров и методов "охлаждения" пучков ускоряемых частиц в варианте "электронного охлаждения" сделали под руководством академиков А.М.Будкера и А.Н.Скринского и члена-корреспондента А.Н. Наумова специалисты Института ядерной физики СО АН СССР, соорудившие ряд электрон-позитронных коллайдеров и установок для проверки метода "электронного охлаждения".

В настоящее время в СССР, в Протвино в Институте физики высоких энергий, под руководством академика А.А. Логанова ведется сооружение ускорительно-накопительного комплекса, в котором предусматривается как работа с неподвижной мишенью при энергии 3000 ГэВ, так и режим встречных протон-протонных пучков с энергией 2 x 3000 ГэВ. В Протвино же в Филиале Института ядерной физики СО АН СССР планируется соорудить линейный электрон-позитронный коллайдер, проектирование которого ведется под руководством академика А.Н.Скринского.

В настоящее время идет проектирование коллайдера  $\$S\bar{C}$  для протон-протонных пучков на энергию 2 x 20000 ГэВ в США. В скором времени ожидается принятие решения по выбору площадки для его сооружения. Решение же о его сооружении должна будет принять уже администрация нового президента США. В ЦЕРНе обсуждается проект коллайдера LHC для протон-протонных пучков на энергию 2 x 8000 ГэВ, который должен быть расположен в том же туннеле длиной в 27 км, в котором заканчивается в настоящее время сооружение электрон-позитронного коллайдера ЛЭП.

Таким образом, мы видим, что использование "классических" схем ускорения, дополненных использованием методов встречных пучков, "охлаждения пучков", кибернетическим управлением и сверхпроводящими магнитами, позволяет существенно /приблизительно на три порядка/ продвинуться по шкале энергии. Нет сомнения, что эти методы еще полностью себя не исчерпали, хотя и ясно, что для существенного продвижения по шкале энергии необходимо разрабатывать новые методы и схемы ускорения, обеспечивающие гораздо большие темпы ускорения. Эти методы базируются, как уже упоминалось выше, на принципиальных соображениях, высказанных академиком В.И.Векслером, но уже используют принципиально новые возможности современных лазеров, плазменных устройств, сверхпроводящих резонаторов, высокочастотных генерирующих устройств и других современных технологий и технических средств.

Не только высокие энергии, но и ускорители протонов на средние энергии в сотни МэВ и единицы и десятки ГэВ с высокой интенсивностью и с большим коэффициентом заполнения представляют большой интерес для ядерной физики. Введены в действие и сооружаются мезонные фабрики на базе протонных ускорителей, проектируются сильноточные протонные ускорители для каонных фабрик. В Советском Союзе эти работы выполняются в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ под руководством члена-корреспондента АН СССР В.П.Джелепова и в Институте ядерных исследований под руководством члена-корреспондента АН СССР А.Н.Тавхелидзе. Сильноточные ускорители протонов на энергию около 1 ГэВ могут иметь и большое прикладное значение для электробридинга ядерного горячего, "дожигания" отходов от атомных электростанций и для создания источников нейтронов для прикладных исследований. В создание сильноточных ускорителей советские ученые вписали и такую яркую страницу, как разработка ускорителей с ВЧ-фокусировкой - это работы В.В.Владимирского, В.А.Теплякова, И.М.Капчинского.

Большое значение благодаря основополагающим работам А.М.Балдина по релятивистской ядерной физике приобрели ускорители релятивистских ионов. В связи с этим получил второе рождение синхрофазотрон ЛЭЭ ОИЯИ, в настоящее время сооружается нуклотрон со сверхпроводящим магнитом, обдумываются планы относительно сооружения ускорителя с еще большей энергией - супернуклотрона.

В ЦЕРНе осуществлено ускорение тяжелых ионов на приспособленном для этого ускорителе SPS. В США такие же работы ведутся на ускорительном комплексе в Брукхейвене.

В Институте теоретической и экспериментальной физики /директор И.В.Чувило/ осуществляется модернизация протонного ускорителя на энергию 10 ГэВ с целью получения ускоренных пучков ионов /вплоть до урана/.

Ведется модернизация синхротрона в Ереванском физическом институте /директор А.Ш.Аматуни/ и линейного ускорителя в Харьковском физико-техническом институте /директор В.Ф.Зеленский/ с целью существенного повышения интенсивности ускоренных пучков с одновременным увеличением энергии пучков. В США приступили к сооружению на основе сверхпроводящих резонаторов ускорителя-рециркулятора, который будет способен ускорять электроны с коэффициентом заполнения, равным 1, до 4 ГэВ, а возможно, и до больших энергий. Прорабатываются планы сооружения подобного ускорителя и в Советском Союзе /ИЯИ АН СССР, ФИ АН СССР/. В ряде ускорительных центров прорабатываются проекты электронных коллайдеров в диапазоне энергий около 15 ГэВ для создания В-мезонных фабрик.

Большое развитие получили ускорители тяжелых ионов на энергию в десятки МэВ на нуклон, важные для синтеза трансурановых элементов, ядерной физики, создания так называемых полядерных фильтров и для радиационного материаловедения. В этих работах выдающиеся результаты получены в ЛЯР ОИЯИ под руководством академика Г.Н.Флерова. Использование каскада разработанных в лаборатории циклотронов позволило получить высокоинтенсивные пучки тяжелых ионов. Добавление в будущем дополнительных каскадов позволит еще выше поднять энергию ионов, а использование новых источников - интенсивность этих пучков.

Есть область ускорительной техники, которая оказалась у нас незащищенной и обойденной. Это тандемы с очень большим потенциалом на кондукторе /до 30 МэВ/, которые получили определенное развитие за рубежом. Разрабатываемая в Советском Союзе альтернатива - многоэнергетический циклотрон не доведен, к сожалению, до реализации.

Имеется интересное предложение по использованию интенсивных с малой длительностью высокоэнергетических пучков тяжелых ионов для импульсного термоядерного синтеза путем обжатия термоядерной мишени. Эти работы ведутся в ряде ускорительных центрах мира, а в Советском Союзе - в Институте теоретической и экспериментальной физики.

Большое распространение получили во всем мире источники синхротронного излучения, создаваемые на основе электронных накопителей на энергии в сотни МэВ и единицы ГэВ /до примерно 6 ГэВ/. В Советском Союзе большие успехи в создании источников синхротронного излучения имеет Институт ядерной физики СО АН СССР /директор академик А.Н.Скринский/. В настоящее время в Институте атомной энергии им.И.В.Курчатова в отделе академика С.П.Беляева на основе синхротронного источника ИЯФ СО АН СССР создается центр синхротронного излучения. Ученые стран СЭВ приглашены участвовать в работе этого центра. Есть предложение ученых из ЧССР о создании международного центра стран СЭВ с синхротронным источником следующего поколения.

Разработка и создание ускорителей заряженных частиц требует самых современных технологических методов создания систем и элементов ускорителей. Большие заслуги в разработке и создании ускорителей связаны в нашей стране в большой степени с работой Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им.Д.В.Ефремова, которым в этот период руководил до 1974 года - Е.Г.Комар, а с 1974 года - академик В.А.Глухих. В 1988 году на основе НИИЭФА им. Д.В.Ефремова и переданного в наше ведомство расположенного рядом завода, в прошлом принадлежавшего объединению "Электросила", решени-

ем Правительства создано НПО "Электрофизика" с целью разработки и создания современной электрофизической аппаратуры для физики высоких энергий, ядерной физики и управляемого термоядерного синтеза.

Необходимо отметить все большее значение, которое приобретают ускорители заряженных частиц в медицине и в народном хозяйстве. Нароботка изотопов для диагностики, использование ускоренных пучков для терапии, дефектоскопии различного оборудования, радиохимии, имплантации, литографии, упрочнения металла, производства перспективных строительных материалов и многого другого характеризует прикладное использование ускорителей. Здесь громадное поле деятельности, и все большее число организаций принимает участие в этой деятельности, но лидерами здесь являются, бесспорно, НИИЭФА им. Д.В.Ефремова и ИЯФ СО АН СССР. Конечно, сделанное в этой области - лишь начало. Например, оснащение клиник страны ускорительно-томографическими комплексами с позитронными томографами является неотложной и очень большой задачей, которую решают группы организаций во главе с ИЯЭ им. И.В.Курчатова, ИТЭФ и НИИЭФА.

До сих пор описывалось развитие ускорителей по "модернизированным классическим схемам" с использованием таких улучшений, как методика встречных пучков с "охлаждением", использованием кибернетических методов управления ускорителями, сверхпроводящих магнитов и резонаторов. Однако в последнее время большое внимание привлекается к методам ускорения на основе использования лазеров, в частности пучков света лазеров в плазме, использования различных вариантов двухпучковых ускорителей, усовершенствованных мощных радиочастотных источников, волноводных структур, выдерживающих большие градиенты и т.д. Развитие этих методов весьма важно, например, для создания электрон-позитронных коллайдеров на энергию  $2 \times 1000$  ГэВ и выше. Чем больших размеров становятся обычные ускорители и чем дальше продвигается фронт теоретических исследований, тем острее необходимость в новых схемах, которые должны обеспечить гораздо большие темпы ускорения. Если задачи создания таких ускорителей решены не будут, то область экспериментальных исследований, базирующаяся на ускорителях, будет снижаться за счет увеличения доли так называемых неускорительных методов. Таким образом, развитие физики высоких энергий ставит перед ускорительной наукой и техникой новые принципиальной важности и трудности задачи.

В этой последовательности все возрастающих по важности и трудности задач для фундаментальной науки и прикладных целей лежит, безусловно, и залог еще долгой молодости нашей науки.

## РАЗВИТИЕ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ИОНОВ С ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

И.М.Капчинский

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В.А.Тепляков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Как известно, высокочастотные квадрупольные линзы были впервые предложены в 1956 году в работе [1]. Однако практически приемлемый вариант высокочастотной квадрупольной (ВЧК) фокусировки был найден лишь в 1964 г. [2]. Последовательность ВЧК-линз с периодическим изменением конфигурации электродов образует фокусирующий канал. Работы по использованию высокочастотной квадрупольной фокусировки с пространственно-периодической структурой были в дальнейшем успешно продолжены и завершились созданием действующих линейных ускорителей протонов [3,4].

В 1968-70 г.г. были опубликованы работы, обосновавшие возможность высокочастотной фокусировки ионов электрическим полем с квадрупольной симметрией в структуре, однородной вдоль оси распространения пучка.

Линейные ускорители ионов с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ или по терминологии, принятой в иностранной литературе, RFQ-ВЧ-квадруполь) в настоящее время широко описаны. Появилось более 200 работ, посвященных теории и технике RFQ. Обзоры работ даны в публикациях [5-10]. В принципе, фокусирующий канал представляет собой четырехпроводную линию с квадрупольной симметрией поля. Заряженные частицы при своем движении вдоль продольной оси симметрии последовательно испытывают действие электрического поля с чередующимися знаками градиента. Это приводит к появлению в пространственно-однородной структуре эффекта квадрупольной фокусировки. Изменение знака градиента происходит на длине пути, которой частица пролетает за время, равное половине периода высокочастотного поля. Длина периода фокусировки составляет  $S = \beta\lambda$ . Поперечные колебания любой частицы в линейном приближении описываются уравнением:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{eU_c}{m_0 a^2} \cos \omega t \cdot x = 0,$$

где  $U_c$  - амплитудное значение разности потенциалов между смежными электродами;  $\omega$  - циклическая частота поля;  $a$  - минимальное расстояние от оси симметрии поля до электродов. Параметры поперечных колебаний не зависят от энергии частицы относительно поля, что является важной особенностью пространственно-однородной высокочастотной фокусировки. Удобно воспользоваться величиной жесткости фокусировки  $K$ , связанной с параметрами канала соотношением:

$$K^2 = \frac{eU_c}{m_0 c^2} \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2.$$

Фокусирующий эффект имеет место при  $KK < 2,117$ . Однако на практике до предельных значений жесткости не доходят с тем, чтобы избежать больших пульсаций отбоя. В гладком приближении сдвиг фазы поперечных колебаний на периоде фокусировки  $\beta\lambda$  составляет  $\mu \approx \frac{\sqrt{2}}{\pi} K^2$ .

В рассматриваемой структуре может быть создана продольная ускоряющая компонента электрического поля за счет изменения потенциала вдоль продольной оси симметрии с периодом  $\lambda$ . Изменение потенциала возникает при периодической модуляции расстояний между противоположными электродами, если фазы модуляции между парами противоположных электродов сдвинуты на  $180^\circ$ . Амплитуда разности потенциалов на периоде ускорения  $L = \frac{\lambda}{2}$  в первом приближении составляет  $U = A U_0$ , где

$$A = \frac{m^2 - 1}{m^2 I_0(ka) + I_0(mka)} = \frac{4}{\pi} \nu,$$

$m$  - отношение максимального расстояния от оси симметрии до ближайшей точки электрода к минимальному;  $k = 2\pi/\lambda$ . Местность фокусировки при модулированных электродах сменяется:

$$K^2 = \kappa \frac{e U_0}{m_0 c^2} \left( \frac{\lambda}{2a} \right)^2; \quad \kappa = 1 - A I_0(ka).$$

Появляется также высокочастотный дефокусирующий эффект; в гладком приближении:

$$\mu \approx \sqrt{2 \left( \frac{1}{\Omega} K^2 \right)^2 - 2\pi^2 \left( \frac{\Omega}{\omega} \right)^2},$$

где  $\Omega$  - частота малых фазовых колебаний частиц.

Напряжение между смежными электродами ограничено электрической прочностью промежутков. При обычно выбираемых параметрах "плоских" электродов максимальное поле на поверхности электродов составляет

$$E_s \approx 1,36 \frac{2 U_0}{(m+1)a}$$

и может вибрировать в пределах от одного до двух значений, определяемых критерием Келлатрина.

Пространственно-однородная высокочастотная фокусировка (ХФГ) оказалась интересна тем, что местность фокусировки не зависит от энергии частиц и от типа частиц относительно ВЧ-поля. Структура электродов ускорителя позволяет в широких пределах менять эффективность ускорения и равновесную фазу. Нам более значимое равновесное поле может быть близким или равным  $50^\circ$ . Другой электрод вводится друг за другом в среднем к увеличению нулевого момента равновесия. Были предложены такие изменения параметров вдоль оси ускорителя, при которых по мере роста скорости частиц отступки раздвигаются, сохраняя практически неизменными геометрические размеры и, следовательно, постоянную истинности пространственного зорьда. Достаточно потребовать постоянства частоты и геометрической длины сепаратрисы продольных колебаний. Эти условия выполняются, если изменения равновесной фазы и глубины модуляции электродов обеспечивают взаимные равенства

$$\varphi_0(\varphi_s) = \varphi_0(\varphi_k) \cdot \sqrt{W_k/W_s}; \quad A(W_s) = A(W_k) \frac{W_s \sin \varphi_k}{W_k \sin \varphi_s},$$

где  $\varphi_0$  - фазовая постоянная резонанса,  $W$  - энергия частицы. Изменения  $s$  и  $k$  относятся соответственно к текущему и к начальному значению параметров на участке аддитивной протирровки. При указанных условиях сдвигаются практически полные группировочные пучки. Завхват частиц в резонанс ускоряющей может достигать 95-97%, что влечет за собой значительное увеличение для структуры Альвареса в сочетании с группировочным ускоряющего типа. Длина модуляции может быть достаточно мал, что допускает низкую энергию инжекции. При малых начальных значениях энергии инжекции сокращается высокое предельное значение тока пучка благодаря тому, что коэффициент протирровки на входе ускорителя близок к единице.

Структура с ДСРП целесообразна в качестве начальной части линейного ускорителя.

теля (НЧУ), так как в ней при высоких скоростях частиц существенно падает темп ускорения.

Отмеченный недостаток ПОКФ устраняется, если четырехпроводную линию фокусирующего канала заменить последовательностью электродов, исторически создается и аксиально-симметричная (ускоряющая) компонента электрического поля, и квадрупольная (фокусирующая) пространственно-периодическая компонента. В этом случае удается при высокой эффективности ускорения обеспечить достаточную жесткость фокусировки и высокий темп ускорения. Так, в ускорителе протонов УРАЛ-30 [4] эффективность  $\eta = 0,8 \pm 0,95$ ;  $\mu = 1,4$  и средний темп ускорения - 1,3 МэВ/м.

Практическая разработка ускоряющих структур с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой началась в СССР в 1970 году, а за рубежом исторически развернулась с 1979 года. Первоначальные разработки относились к ускорителям протонов. Для ускорения в НЧУ протонов и ионов  $H^+$  наиболее рациональны частоты в диапазоне 80-450 МГц. Для создания 34-напряжения на электродах 4-проводной линии в этом диапазоне применяются объемные резонаторы с продольной магнитной волной. Используются четырехкамерные резонаторы трех типов: двойной H-резонатор и два типа четырехкамерных резонаторов (резонатор "идеальный лист" и резонатор с "плоскими" стенками). В этих резонаторах имеются две основные моды колебаний - дипольная и квадрупольная. Квадрупольная мода является рабочей, а дипольная - паразитной. Обе моды близки по собственным частотам. Чтобы отодвинуть по частоте паразитную моду колебаний от рабочей в магнетронах делают связи или применяют разнорезонансные резонаторы. Двойной H-резонатор является четырехкамерным разнорезонансным. В этом резонаторе дипольная мода достаточно далеко отодвинута по частоте от квадрупольной. Наиболее широко используется четырехкамерный резонатор с "плоскими" стенками. Недостатком его является близость частот квадрупольной и дипольной мод. Разработаны различные методы стабилизации рабочей квадрупольной моды. Одним из методов стабилизации рабочей моды является запитка всех четырех камер резонатора соответствующим образом сфокусированными токами. Питание осуществляется четырьмя петлями, исторически возбуждаются соответственно в фазе или противофазе. Разработана также схема питания с помощью дополнительного внешнего объема, охватывающего рабочую резонатор и связанного с камерами резонатора через щели, надлежачим образом сфокусированными (*manifold*). Успешно используются в ряде ускорителей гальванические связи, замыкающие между собой последовательные электроды.

Для исторически четырехкамерных резонаторов применяется плунжер, имеющий объем каждой камеры.

Проблема ускорения тяжелых ионов низкой зарядности потребовала разработки резонансных структур для питания четырехпроводной линии в диапазоне частот 6-15 МГц. Созданы ускоряющие секции на частоте 15,1 МГц, представляющие собой четвертьволновые отрезки коаксиалов с разрезными внутренним отрезком; трехпроводная линия является частью внутреннего отрезка. Разработана резонансная структура с плоскими спиральями, нагруженными на емкость четырехпроводной линии. На частоте 6 МГц созданы ускоряющие секции с резонансной частотой в виде трехлучевых звезд; структура каждой звезды предельно имеет восемь сегментов, навитых из толстого медного провода.

Разработаны различные формы модулированных электродов. Поверхности электродов, исторически могут быть названы "идеальными", описываются в цилиндрических координатах уравнением

$$r^2 \cos 2\psi = \frac{a^2}{x} [1 - A I_0(kr) \sin kz],$$

$$\varepsilon^2 \cos 2\psi = -\frac{a^2}{x} [1 + A I_0(kr) \sin kz].$$

В плоскости точной квадрупольной симметрии ( $kz=0, \pi$ ) электрическое поле линейно. Однако делать такие электроды нецелесообразно. Применялись цилиндрические электроды с периодически меняющимся диаметром при конусных переходах и плоские электроды, ограниченные в сечении полукругом с постоянным по всей длине радиусом. Цилиндрические электроды наиболее просты технологически, но по сравнению с плоскими приводят к более высоким значениям поля на поверхности.

Акселтанс на входе структуры ПОКФ вращается на фазовой плоскости с частотой переменного фокусирующего поля. Проблема согласования со структурой ПОКФ пучка, сформированного в электростатическом инжекторе, может быть решена несколькими способами. Наиболее распространено создание на входе структуры сужающего раструба, на длине которого жесткость фокусировки линейно возрастет от значения, близкого к нулю, до значения, соответствующего основному каналу ИЧУ. В начале раструба согласованному пучку отвечает эмиттанс постоянной конфигурации. Задача согласования выходного пучка с последующим магнитоэлектрическим квадрупольным каналом ускорителя или ускорителя с ВЧК-фокусировкой значительно проще, чем на входе в ИЧУ, так как на выходе ИЧУ ступки имеют уже малую фазовую протяженность. Как показывает эксперимент, захват частиц в режим ускорения может достигать 90-95% по всем трем степеням свободы.

Низкая энергия инжекции и почти 100%-ный захват частиц делают ИЧУ с ПОКФ особенно привлекательной для ускорения ионов в непрерывном режиме работы. Малые поперечные размеры ускоряющих структур и высокое использование пучка ионов из источника позволяют применять идеи ПОКФ в тяжелых ионных ускорителях. Отсутствие изоляционных материалов в конструкции ускоряющих структур с ВЧК фокусировкой, их малые габариты и низкая стоимость позволяют надеяться на их применение в таких перспективных установках, как ускорительный нейтронный генератор для радиационного материаловедения, связанного с проблемами ТЯР; как ускоритель для электроядерного метода наработки атомного горючего; как линейный ускоритель для инерционного термоядерного синтеза или  $\mu$ -катализа.

В ИЧУ протонных линейных ускорителей достигнут максимальный импульсный ток пучка 250 мА. Ниже приводятся экспериментальные данные по ИЧУ "Матрикс-56". До тока пучка 100 мА потери частиц в канале при ускорении практически отсутствуют, а при максимальном токе достигают 25%. При согласованных начальных условиях и при начальной нормализованной фазовой плотности тока пучка 1 А/см.мрад эмиттанс пучка на выходе ИЧУ увеличивается пропорционально току пучка, что свидетельствует с пренебрежимо малым влиянием стохастических погрешностей структуры. При увеличении тока пучка до 100 мА нормализованный эмиттанс возрастает приблизительно вдвое. Основной рост эмиттанса имеет место на участке адиабатической группировки, и возможности снижения его требуют дальнейшего изучения.

В настоящее время ИЧУ с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой находятся в эксплуатации или разрабатываются в 15 научных центрах СССР, США, ФРГ, Японии, Канады и ряда других стран. Создано более 50 установок. Ниже по материалам Международных конференций приведены параметры наиболее характерных действующих установок.

Безосцилляторная фокусировка пучка при ускорении до более высоких энергий пока применена лишь в протонном ускорителе УРАЛ-30 - инжекторе ускорительного комплекса ИФЭВ. Этот ускоритель изготовлен в ИФЭВ в 1977 году, а с 1983 года является частью ускорительного комплекса на 70 ГэВ. С его работе associated



на XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий [4]. В 1967-88 г. г. простои ускорителя составляли 1+1,5%, вероятность пропуска импульсов тока из-за пробоев снизилась до 0,3%, ток протонов с энергией 30 МэВ по требованию эксплуатации поднимался до 90 мА.

№/ п/ п	Установ-ка	Науч-ный центр	Час-то-на	Тип-на	На-пря-же-ние	Сред-нее стоя-ме-жду эле-ментами кВ	Норма-рас-стоя-ние осей тру-дов мм	Дли-на м	Энер-гия инжек-ции	Энергия на вы-ходе НЧУ	Коэф-фици-ент захва-та	Ток пуч-ка на выхо-де НЧУ мА
1	УРАЛ-30	ИФВЭ (СССР)	150	P	150	8,8	1,2	4,03	100кэВ	2МэВ	98	250
2	ИСТРА-56	ИТЭФ (СССР)	150	P	185	10,5	1,39	4,74	88кэВ	3МэВ	95%(при 100мА)	250
3	ATS	LANL (США)	413	H <sup>-</sup>	III	3,94	0,23	2,90	100кэВ	2МэВ	87%(при 30мА)	60
4	FMIT (Cw)	LANL (США)	80	d	165	14,5	0,19	3,88	37,5 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	1 $\frac{\text{МэВ}}{\text{н}}$	93%	
5	LITL	INS (Япония)	100	Li <sup>+1</sup>	62	4,1	0,06	1,22	5 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	138 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	92%	2
6	BEVA-TRON	LBL (США)	200	Si <sup>+4</sup>	50	2,54	0,05	2,24	8,4 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	200 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	90%	
7	MAXILAS	GSI (ФРГ)	13,6	U <sup>+4</sup>	72		0,06	20,4	2,3 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	45 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$		2
8	ТИП-I	ИТЭФ	6,2	Xe <sup>+2</sup>	190	22	0,25	12,0	0,96 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$	36 $\frac{\text{кэВ}}{\text{н}}$		10

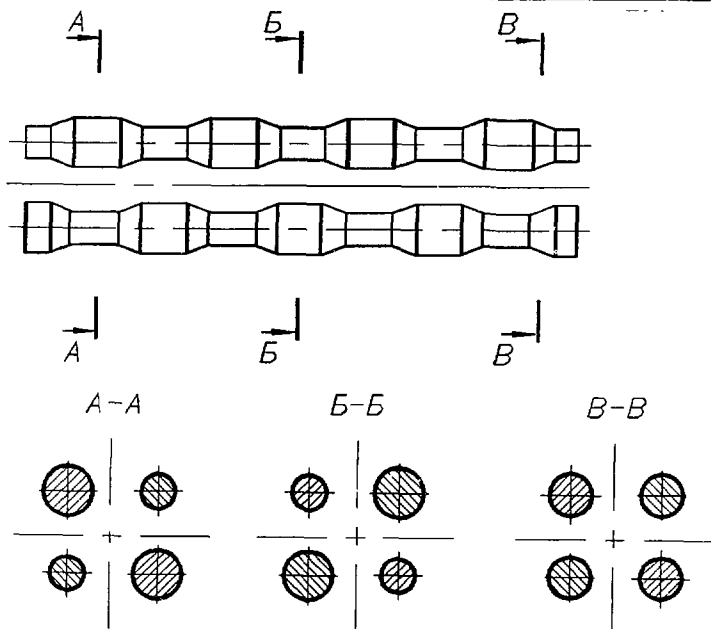


Рис. 1

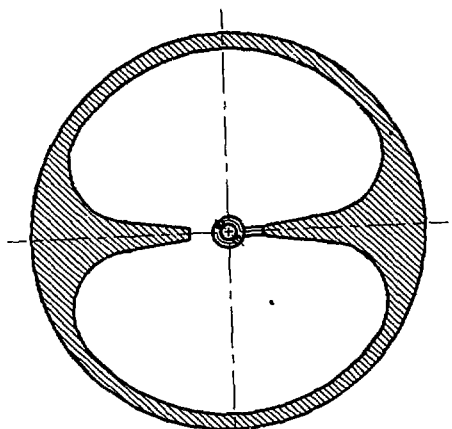


Рис. 2

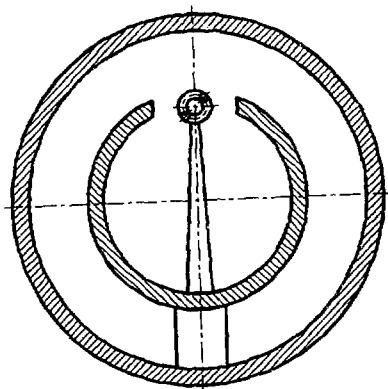
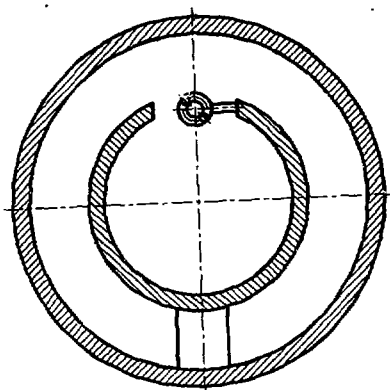
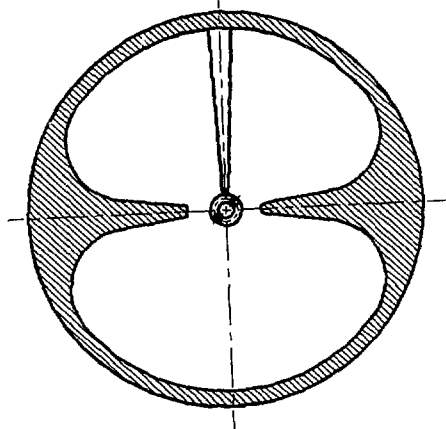


Рис. 3

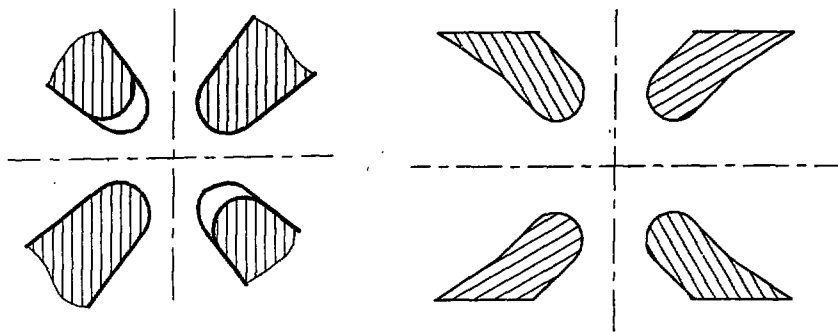


Рис.4

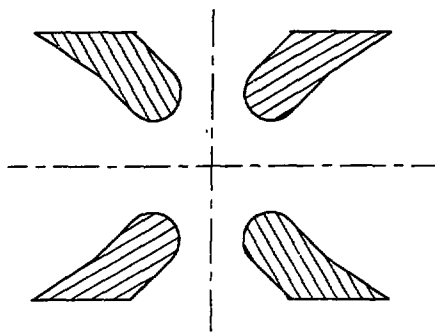
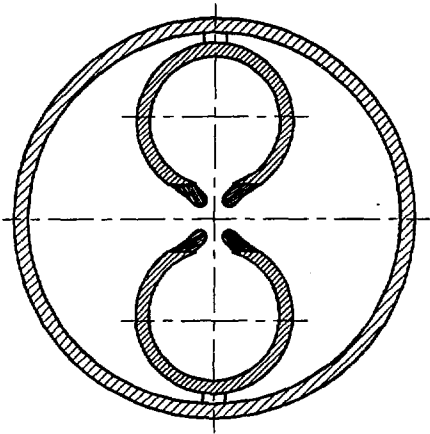
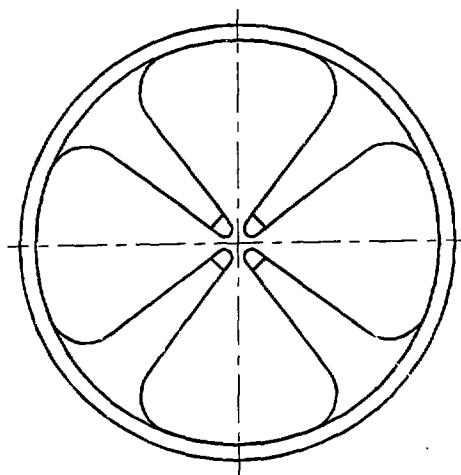


Рис.5



Л и т е р а т у р а

1. Владимировский В.З. Приборы и техника эксперимента, 1956, № 3, с.35.
2. Тепляков В.А. Приборы и техника эксперимента, 1964, № 6, с.24.
3. Голосей Н.И. и др. Атомная энергия, 1975, т.39, вып.2, с.123.
4. Зенин В.А. и др. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высших энергий. Новосибирск, Наука, 1967, том I, с.312.
5. Тепляков В.А. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1976, том I, с.288.
6. Swenson D.A. - Proceedings of the 1979 Linear Acc. Conf., Montauk, USA, p.129.
7. Капчинский Л.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М., Энергиздат, 1982, с.121-145.
8. Klein H. - IEEE Trans Nucl. Sci., Vol.NS-30, No.4, 1983, p.3313.
9. Kapchinskiy I.M. - Proceedings of the 1984 Linear Accel. Conf., Seeheim, Fed.Rep. of Germany, p.43.
10. Staples J. - Proceedings of the 1986 Linear Accel. Conf., Stanford, USA, p.227.

## ЕВРОПЕЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

О.А.Гусев

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им.д.В.Ефремова, Ленинград

В июне 1988 года в Риме состоялась первая в Европе конференция по ускорителям заряженных частиц, организованная Европейским физическим обществом и Европейским комитетом по ускорителям будущего. Принято решение в дальнейшем проводить их регулярно, раз в два года. Одновременно с конференцией, в том же помещении, была организована промышленная выставка, на которой около 20 промышленных фирм Европы демонстрировали элементы оборудования ускорителей и других электрофизических установок.

В работе конференции и выставки приняло участие около 700 специалистов. Советский Союз был представлен делегацией, состоящей из 40 ученых. Делегации других европейских стран оказались весьма многочисленными: ФРГ-145, Швейцария-90, Италия-95, Франция-80, Англия-27 и т.д. Были также представители других регионов: из США-94, Японии-24, Канады-16, КНР-8.

Тематика конференции охватывала очень широкий круг вопросов, включая последние достижения в области разработки, создания и использования ускорителей и коллайдеров для физики высоких энергий, ядерной физики, а также для прикладных целей. Был также зачитан ряд обзорных докладов, выполненных достаточно популярно (непрерывные электронные пучки, ускорители для промышленности и медицины, высоковольтные ускорители и т.д.) и ориентированных в основном на молодых ученых, а также специалистов, занимающихся другими проблемами.

Большая часть крупных европейских достижений по ускорителям и коллайдерам для проведения исследований по физике высоких энергий связана с Европейским центром ядерных исследований (ЦЕРН), в котором объединяются усилия всех наиболее развитых западноевропейских стран. Яне ЦЕРНа в Западной Европе наиболее крупную национальную программу по физике высоких энергий и ускорительной технике осуществляет ФРГ.

### P - $\bar{P}$ коллайдер в ЦЕРНе

Протон-антипротонный коллайдер ЦЕРНа, на котором были сделаны физические открытия выдающегося значения, имеет светимость  $4 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Накопление и охлаждение антипротонов производится в специальном кольце, так называемом антипротонном аккумуляторе (АА). В докладе Б. Отина (ЦЕРН) было сообщено, что в этом году закончено сооружение в зале АА еще одного буферного магнитного кольца с аксептансом, в 16 раз превышающим аксептанс АА. Антипротоны будут вводиться в него из источника и накапливаться со скоростью  $2 \cdot 10^7$  I/c. Чтобы выходящий из буферного коллектора пучок усваивался далее в АА, коллектор оснащается быстродействующими системами для стохастического охлаждения антипротонов.

Антипротонный коллектор находится в стадии пуска. Он позволит на порядок величины поднять темп накопления антипротонов и повысить светимость коллайдера. Чтобы полностью использовать новый антипротонный пучок, производится некоторая модернизация оборудования основного кольца SPS.

Литиевые линзы для антипротонного источника разработаны ЦЕРНОМ совместно с ИЯФ СО АН СССР (Г.И.Сильвестров и др.).

#### Кольцевой $e^+e^-$ -коллайдер LEP

Завершается строительство крупнейшего кольцевого электрон-позитронного коллайдера LEP в ЦЕРНе. Основные монтажные работы в кольцевом туннеле, а также сборка детекторов частиц в экспериментальных залах будут закончены еще в текущем году. В мае 1989 года планируется зарегистрировать первые электрон-позитронные взаимодействия.

В настоящее время считается нормой высокий уровень компьютерного управления крупными ускорительными комплексами. В ЦЕРНе пошли дальше: там внедрена разветвленная сеть компьютерного управления монтажными работами и ЭИМ дает ответ на вопрос, где, когда и как должны устанавливаться компоненты технологического оборудования коллайдера. Их общее число составляет примерно 50 тысяч, и закончить своевременно монтаж, по мнению специалистов ЦЕРНа, можно, используя именно такой подход.

Первая фаза использования LEP предполагает физические исследования с пучками  $e^+e^-$  на уровне энергии 2x55 ГэВ. Энергия пучков лимитируется мощностью ВЧ-системы, компенсирующей потери на излучение. В дальнейшем планируется заменить медные резонаторы на сверхпроводящие и поднять энергию до 100 ГэВ в каждом пучке.

#### Большой адронный коллайдер LHC

Доклад Г.Брианти был посвящен главному направлению перспективного развития ЦЕРНа, которое заключается в сооружении протон - протонного коллайдера в туннеле LEP. Планируется осуществить встречные взаимодействия пучков, характеризующиеся следующими параметрами: энергия в с.ц.м. 16 ТэВ, светимость -  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Для организации pp-встреч необходимы два кольцевых канала, которые конструктивно предполагается объединить в общей магнитной системе.

Кроме p-p-встреч рассматривается также режим e-p-взаимодействий с энергией в с.ц.м. 1,5 ТэВ, светимостью  $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , e-p-взаимодействия осуществимы при встречах одного из протонных пучков с электронным, циркулирующим в установке LEP.

Сооружение p-p-коллайдера в туннеле LEP дает возможность использовать имеющуюся инфраструктуру (туннель, экспериментальные залы, инжекторы, вспомогательное оборудование и т.д.) и приведет к значительной экономии средств.

Стремление иметь предельно высокую энергию взаимодействия в установке, периметр которой заранее определен (26,7 км), вынуждает к разработке супермагнита с предельно большой индукцией - около 10 Тл. Это будет существенным шагом вперед в области магнитной технологии.

Конструктивная проработка диполей ведется на основе следующих предположений:

1. Магнитная индукция в зазоре 8-10 Тл.
2. Сверхпроводник - NbTi при 2 К или Nb<sub>3</sub>Sn при 4,5 К.
3. Двухслойная обмотка с алюминиевым бандажом, холодное железо.
4. Магнитная система - единая для двух колец.
5. Внутренний диаметр обмотки - 50 мм.

Предполагается, что оба кольца будут заполняться пучком из имеющегося синхротрона SPS на энергию 450 ГэВ, время заполнения каждого кольца - около 100 с.

Конструктивное решение "два в одном" позволяет выполнить магнит двухканального коллайдера предельно компактным, упростить криогенную систему и снизить общую стоимость по сравнению с вариантом двух независимых систем. Однако при этом могут возникнуть осложнения, обусловленные магнитной связью двух колец.

Приступив к моделированию, ЦЕРН совместно с итальянской промышленной фирмой "Ансальдо" сконструировал и исследовал однопертурный диполь длиной 1 м, намотанный из NbTi сверхпроводника. При захолаживании до температуры 2 К достигнута сразу индукция 8 Тл, а после некоторой тренировки - 9,1 Тл.

По имеющимся сейчас представлениям, р-р-коллайдер LHC может быть построен в 1995 году.

### е р-коллайдер HERA

В ФРГ, начиная с 1984 года, ведутся работы по созданию большого электрон-протонного коллайдера HERA. Напомним его основные параметры:

Энергия встречных пучков	электронное кольцо 30 ГэВ	протонное кольцо 820 ГэВ
Периметр		6336 м
Магнитная индукция на орбите	0,185 Тл	4,53 Тл
Радиочастота	500 МГц	208 МГц
Амплитудное напряжение	165 МВ	2,4 МВ
Светимость области взаимодействия	$1,5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	

Г.Восс доложил, что в настоящее время монтаж оборудования электронного пучка практически завершен. Большая часть резонаторов ускоряющей системы установки PETRA перенесена в электронное кольцо коллайдера HERA; этого будет достаточно для поддержания циркуляции электронного пучка с энергией 26 ГэВ. Оставшиеся на кольце PETRA резонаторы обеспечат предварительное ускорение электронов до энергии 14 ГэВ.

Дипольные сверхпроводящие магниты с холодным железом (длина одного блока 9 м, общее количество - 422 шт.) производятся при активном участии итальянской промышленности. Относительная нелинейность поля не превосходит величины  $2 \cdot 10^{-4}$  на расстоянии 2,5 см от оси магнита, и без тренировки достигается расчетный уровень поля. Сверхпроводящие квадрупольные разработаны совместно с ядерным центром в Сакле (Франция). Корректирующие обмотки, размещаемые на вакуумной трубе почти по всей длине диполей, а также сосредоточенные в промежутках между диполями корректоры разработаны в Голландии, прошли испытания и выпускаются датской промышленностью.

Т.о., к созданию коллайдера HERA широко привлекаются многие страны, и не только европейские. В частности, ускоряющую систему для протонного инжектора поставляет Канада. Эти страны получают право участия в физических экспериментах.

В ФРГ проведены криогенные испытания цепочки сверхпроводящих магнитов коллайдера HERA, состоящей из трех диполей и двух квадруполей. Тепловыделение в гелиевой зоне составило 43 Вт при 4,6 К и 160 Вт при 80 К. Эффективность криогенной системы характеризуется следующими величинами: для отвода мощности 1 Вт при температуре 4,6 К требуется потребление 280 Вт от внешнего источника.

Следует подчеркнуть, что к ходу строительства установки HERA привлечено

пристальное внимание физиков и инженеров. В физическом плане встречные электрон-протонные пучки представляют уникальные возможности для изучения кварковой структуры вещества. В техническом отношении коллайдер HERA - это крупномасштабный объект внедрения магнитных и - в недалеком будущем - высоко-частотных ускоряющих сверхпроводящих устройств.

### Ускорительно-накопительный комплекс ИФЭЭ

Большой интерес участников конференции вызвал приглашенный доклад Г.Г.Гурова о состоянии работ и планах развития ускорительно-накопительного комплекса ИФЭЭ на энергию 3 ТэВ. Участникам этого Сопевания проект ИФЭЭ хорошо известен, и излагать его основы здесь нет необходимости. В рамках обзора возможностей больших ускорительных установок здесь следует только подчеркнуть, что, в отличие от всех зарубежных установок на большие энергии (за исключением Тэватрона), УНК будет иметь выведенный пучок протонов, это позволит осуществить широкую программу исследований на основе интенсивных пучков вторичных частиц.

На Европейской конференции учеными других регионов, в первую очередь США, был сделан ряд сообщений, иллюстрирующих состояние крупнейших работающих и проектируемых ускорительно-накопительных установок.

### ТЭВАТРОН

Самый большой в мире  $p\bar{p}$ -коллайдер Тэватрон находится в стадии доведения его параметров до проектных значений. Проводится цикл усовершенствований, направленных на увеличение времени жизни и светимости сталкивающихся пучков. Установлено, что шумы в системах питания некоторых магнитных элементов кольца и ВЧ-системы являются источниками увеличения поперечного эмиттатанса ступков и снижения светимости. Эти источники возмущений ликвидируются.

Усовершенствованием более серьезного масштаба является проект увеличения вдвое энергии инжекции в бустер (от 200 МэВ до 400 МэВ).

Удвоение начальной энергии в бустере ослабит влияние объемного заряда пучка на его эмиттанс.

В докладе Р.Нобле изложены детали проекта. Предполагается заменить последние четыре резонатора с дрейфовыми трубками на более эффективную ускоряющую структуру (частота 805 МГц, ускоряющий градиент 7,5 МВ/м). Ведутся исследовательские работы и стендовые испытания отдельных узлов.

Прорабатывается идея повышения энергии инжекции в большом "теплом" кольце (от 8 ТэВ до 20 ТэВ) и увеличения эффективности антипротонного источника на порядок величины. Этого планируется достичь за счет добавления в имеющийся комплекс двух магнитных колец на энергию 20 ТэВ.

### Стэнфордский линейный коллайдер SLC

Установка SLC в Стэнфорде - первый в мире линейный коллайдер, предназначенный для проведения исследований на встречных  $e^+e^-$  пучках.

Ступки электронов и позитронов ускоряются в одном линаке, а встречи организуются за счет разведения  $e^+$ - и  $e^-$ -ступков в двух магнитных дугах.

Б.Рихтер доложил о том, что после длительной настройки коллайдер подготовлен к выполнению физических экспериментов. В таблице приведены основные проектные и достигнутые сейчас параметры установки.

Параметр	Проект	Достигнуто
Энергия в системе центра масс, ГэВ	100	100
Число частиц ( $e^+$ или $e^-$ ) в одном сгустке	$7 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{10}$
Поперечный размер сгустков, мкм	1,6	4,0
Светимость, $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	$6 \cdot 10^{30}$	$10^{27}$

В этом году ожидается регистрация примерно 100 событий рождения промежуточного бозона  $Z^0$ ; в следующем году -  $10^4$ .

#### Проект сверхпроводящего суперколлайдера SSC

Наиболее грандиозный проект, развиваемый уже в течение пяти лет в США и приобретающий значение национальной программы по физике высоких энергий, имеет целью сооружение p-p-коллайдера на энергию 40 ТэВ в с.ц.м. Концептуальный проект уже завершен, развиты опытно-конструкторские разработки и экспериментальные исследования элементов основных технологических систем, подготавливаются контракты с промышленными фирмами на производство оборудования. Обзорный доклад о развитии проекта сделал на конференции М.Тигнер.

Наибольший вклад в общую стоимость вносит сверхпроводящая магнитная система. Основные параметры диполей приведены ниже.

Номинальная индукция	6,6 Тл
Внутренний диаметр обмотки	4,0 см
Длина диполя	16,6 м
Плотность тока в СП-нитах	$2750 \text{ А/мм}^2$
Относительная нелинейность поля на расстоянии 1 см от оси диполя	$1 \cdot 10^{-4}$

Выполнены исследования около 30 моделей магнитов, из них несколько - полной длины. В Национальной лаборатории им.Ферми создан испытательный комплекс в целях изучения поведения цепочки СП-магнитов в условиях, максимально приближенных к реальным. Комплекс включает гелиевый рефрижератор, систему питания магнитов, пульт управления и т.д. Построены соответствующие здания и туннель, который планируется удлинить до 1,2 км. Планируется провести испытания основных технологических систем коллайдера (криогенной, вакуумной, системы электропитания и защиты магнитов при переходе в нормальное состояние, системы контроля и т.д.). В настоящее время ведутся исследования цепочки, состоящей из двух магнитов, со временем она будет наращиваться.

Окончательный выбор места для строительства будет сделан в конце 1988 года, ввод в действие планируется в середине 1996 г.

#### Установка для создания непрерывного электронного пучка CEBAF

В настоящее время уделяется большое внимание получению непрерывных электронных пучков с энергией несколько ГэВ в целях проведения прецизионных исследований в области ядерной физики (электромагнитные и электрослабые взаимодействия с малыми сечениями). Строительство выдающейся установки этого типа начато в США. Основные проектные параметры пучка приведены ниже.

Энергия	от 0,5 до 4 ГэВ
Дьюти - фактор	100%
Средний ток	200 мкА
Эмиттанс (95%)	$2 \cdot 10^{-4} \text{ см} \cdot \text{мрад}$
Относительный импульсный разброс (95%)	$1 \cdot 10^{-4}$



В результате обсуждения нескольких технически разных предложений принята к осуществлению схема с двумя сверхпроводящими линейными ускорителями длиной по 200 м и рециркуляцией электронного пучка. На одном обороте пучок дважды ускоряется в СП линейных ускорителях 2х500 МэВ и дважды заворачивается на угол  $2 \times 180^\circ$  в полукольцевых магнитооптических каналах (рейстрекровая конфигурация). На втором обороте пучок проходит через те же ускорители, приобретая еще энергию 2х500 МэВ, и дважды - в магнитных каналах, смещенных по вертикали относительно полукольца первого оборота и т.д., пока не достигнет энергии 4 ГэВ. Т.о., в СП линейных ускорителях одновременно и непрерывно ускоряются электроны, ступенчато отличающиеся энергией.

Проект основан на использовании новейшей СВЧ-технологии. Сп-резонаторы разработаны в Корнельской лаборатории; к их изготовлению привлечено пять промышленных фирм США и Европы.

Проект CEBAF финансируется и будет завершен в 1993 году.

#### Кольцевой $e^+ e^-$ - коллайдер TRISTAN

Наиболее значительным достижением азиатского региона является ввод в действие в конце 1986 года  $e^+ e^-$  - кольцевого коллайдера TRISTAN в Японии. У.Кимура доложил о функционировании этой установки. К лету 1988 года коллайдер отработал на физический эксперимент около 3000 часов при энергии в с.п.м. 55 ГэВ. Светимость установки приближается к проектному значению  $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

В 1988 году планируется дополнительно установить на кольцо 32 Сп-резонатора (частота 508 МГц, проектный градиент 5 МВ/м). При этом будет повышена энергия взаимодействия до 66 ГэВ.

#### Сверхпроводящие циклотроны

Несколько докладов на Европейской конференции было посвящено разработке, сооружению и первому опыту эксплуатации сверхпроводящих циклотронов, в том числе обзорный доклад Е.Асерби (Милан). Сверхпроводящие циклотроны для ускорения тяжелых ионов представляют новое молодое поколение в мире ускорителей. Первые установки уже запущены, и в настоящее время в различных лабораториях развиваются примерно 20 проектов. Циклотроны приспособлены для ускорения ионов всех элементов, в том числе очень быстро распадающихся. Как правило, планируется получение интенсивных пучков легких ионов (до  $10^{13} \text{ с}^{-1}$ ) и тяжелых ионов ( $10^{11} \text{ с}^{-1}$ ) с энергетическим разбросом  $\Delta E/E = 0,05 \pm 1,20\%$ , поперечный эмиттанс 3-10 мм-мрад. Такие параметры уже достигнуты на Мичиганском циклотроне и в Чок-Чивере. Хотя конструктивно сверхпроводящие циклотроны сложнее обычных, они вполне надежны в эксплуатации и уже становится ясно, как с ними обращаться. Понимание будет, несомненно, возрастать с пуском каждой следующей установки. В принципе, Сп-циклотроны дешевле обычных как в производстве, так и в эксплуатации, требуют гораздо меньше места для размещения.

#### В - фабрики

Приглашенный доклад К.Вилле содержал обзор проектов так называемых В-фабрик. Они предназначаются для генерации пар В-мезонов при  $e^+ e^-$  - аннигиляции в движущейся системе центра масс. Светимость установки должна быть не менее  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , энергия в с.п.м. около 10 ГэВ.

Уже существует ряд проектов модернизации  $e^+ e^-$ -коллайдеров с целью их переоборудования в В-фабрики:

CE	- Корнелл, США
PEP	- Стэнфорд, США
TRISTAN	- КЕК, Япония
ИЯФ СО АН СССР	- Новосибирск, СССР
PETRA	- ФРГ

Характерный пример - план переоборудования  $e^+ e^-$ -коллайдера PETRA.

Энергии электронов и позитронов равны соответственно 2 и 14 ГэВ. Пучок большей энергии будет циркулировать в кольце PETRA; малое электронное кольцо на 2 ГэВ будет пристроено дополнительно.

С целью увеличения светимости установок в проектах предусматривается многоступенчатый режим циркуляции, сокращение длины пучков, позволяющее уменьшить амплитудную функцию в зоне взаимодействия, организация бездисперсных участков для встреч пучков.

Рассматриваются также варианты создания В-фабрик на основе линейных встречных пучков. В оценках фигурирует светимость порядка  $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Однако предстоит решить ряд новых, очень сложных задач, в их числе создание источника позитронов в десятки раз более мощного, чем имеющийся в Стэнфорде на установке SLC.

#### Некоторые вопросы технологии ускорителей

##### а) Генерация СВЧ - полей

В рамках программы разработки лептонных коллайдеров следующего поколения на основе линейных ускорителей в научных центрах и в промышленности США ведется исследование опытных образцов мощных источников СВЧ-колебаний и волноводных ускоряющих структур.

В Стэнфордском центре линейного ускорителя и в Калифорнийском университете созданы и испытаны релятивистские клистроны с пиковой мощностью 200 МВт на частоте 11,4 ГГц и в короткой ускоряющей секции получен градиент электрического поля 140 МВ/м.

В промышленности США развиты две новые технологии производства СВЧ-волноводных ускоряющих структур. Уже на начальной стадии исследований в секциях длиной около 10 см зафиксирован продольный градиент 180 МВ/м в импульсе длительностью 15 нс на частоте 34,6 ГГц. Конечной целью является достижение темпа ускорения 200-300 МВ/м.

Таким образом, на опытных образцах подтверждаются параметры, заложенные в советском проекте ВЛЭП и в зарубежных проектах линейных ускорителей для создания встречных  $e^+ e^-$ -пучков ТэВного диапазона энергий.

##### б) Сверхпроводящие резонаторы

Имеются серьезные технологические достижения в области промышленного производства Si-резонаторов. Несколько промышленных фирм в США, фирмы Дарниер и Интератом в Европе создали образцы Si-резонаторов, в которых устойчиво возбуждаются ускоряющие поля более 5 МВ/м при добротности  $(2+3) \cdot 10^9$ , в диапазоне частот 0,35 - 1,5 ГГц. Внедрение их на установках LEP и HERA - дело ближайшего будущего. Si-ускоряющие системы заложены с самого начала в проект установки для получения непрерывных электронных пучков ГэВного диапазона энергий SEBAF.

Следует обратить внимание на первые исследования фирмы Интератом (ФРГ), нацеленные на использование высокотемпературной сверхпроводимости в ускоряющих резонаторах. Там была разработана технология нанесения микронного слоя керамики-сверхпроводника  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$ , обладающего критической температурой  $T_c = 97$  К, на серебряную подложку и проведены измерения поверхностного сопротивления резонатора, одна стенка которого выполнена из этого сверхпроводника. Резонатор охлаждался жидким азотом. Было показано, что поверхностное сопротивление керамического слоя на частоте 500 МГц на порядок величины ниже сопротивления охлаждаемой жидким азотом меди. Т.о., пока получено небольшое по сравнению с обычными сверхпроводниками увеличение добротности. Однако развитие технологии высокотемпературных сверхпроводников может открыть реальный путь для создания высокоэффективных ускоряющих устройств в недалеком будущем.

Ограниченный объем этого сообщения не позволяет изложить ряд других, достаточно важных сведений, касающихся различных аспектов развития ускорительной техники, в том числе разработки и создания многочисленных ускорительных устройств сравнительно небольшого масштаба, динамики пучка и проблем его диагностики, автоматизации ускорителей и т.д. Они будут опубликованы в трудах Европейской конференции.

**СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ  
И КОНТРОЛЯ  
УСКОРИТЕЛЕЙ**

**Председатель: Ю.Н.Денисов**

**Секретарь: В.Н.Аносов**

**Сессия 2**

ИЗМЕРЕНИЕ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ ОБ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА В СИСТЕМЕ  
УПРАВЛЕНИЯ БЫСТРОЦИКЛИЧНОГО СИНХРОТРОНА - БУСТЕРА ИФЭЭ

С.И.Балакин, С.Л.Богатырев, В.Л.Брук, В.К.Воробьев, Д.А.Демиковский,  
Е.В.Клименков, Н.Г.Мамучашвили, Ю.В.Миличенко, Э.А.Миз,  
В.А.Пономаренко, И.Н.Терещенко, В.Г.Тишин, Е.Ф.Троянов  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Важнейшим параметром, характеризующим работу любой ускорительной установки, является интенсивность ускоренного пучка заряженных частиц. Новый комплекс инжекции протонного синхротрона ИФЭЭ / 1 /, запущенный в 1983 году, работает в пакетно-импульсном режиме, обеспечивая инжекцию 30 рабочих импульсов с частотой 16,7 Гц за 1,8 с. Период повторения пачек - 10 с. Высокая и неравномерная плотность потока информации с измерительных устройств накладывает дополнительные трудности технической реализации системы измерения интенсивности. Решение задач измерения, допускового контроля, отображения информации, накопления и обработки данных об интенсивности пучка обеспечивает описываемый аппаратно-программный комплекс.

Интенсивность измеряется в каждом цикле бустера на следующих участках тракта ускорения:

- выход линейного ускорителя ЛУ-30;
- канал ввода пучка в бустер;
- ускорение в бустере;
- канал перевода пучка из бустера в У-70.

Информация о процессах накопления и ускорения пучка в У-70 поступает каждый суперцикл. Общее число точек контроля интенсивности за суперцикл - 50.

Задача он-лайн обработки данных решается с помощью аппаратуры, приведенной на рис.1. Датчики интенсивности (I-I+I-I4) - электростатические пикап-электроды и индукционные датчики тока содержат минимальный объем полупроводниковых элементов, находящихся в зоне с высоким уровнем ионизирующего излучения / 2 /. Электронные блоки (2-I+2-6) выполнены в конструктиве "Земля" и расположены в залах управления комплексом. Они обеспечивают согласование различных типов сигналов с датчиков, их нормировку и сопряжение с интерфейсом микроЭВМ. Наличие коммутаторов сигналов и буферных усилителей позволяет на данном этапе осуществлять осциллографический контроль всех сигналов в процессе ускорения пучка.

Интерфейсная аппаратура выполнена в конструктиве КАМАК-СУММА. Встроенная в аппаратуру микроЭВМ (МЭ-80) на базе микропроцессорного набора К580 / 3 / обеспечивает синхронное с процессом измерение, предварительную обработку и оперативное отображение информации на цветном графическом мониторе / 4 /, проводит анализ информации об интенсивности и статусном состоянии комплекса и формирует выдачу аварийных состояний на дисплей оператора и телетайп (v.u.t.t.). Кроме этого микроЭВМ осуществляет преобразование и упаковку всех измеренных данных в специальный буфер для управляющей ЭВМ. Обновление данных, в том числе информации на мониторе, производится в паузе каждый суперцикл.

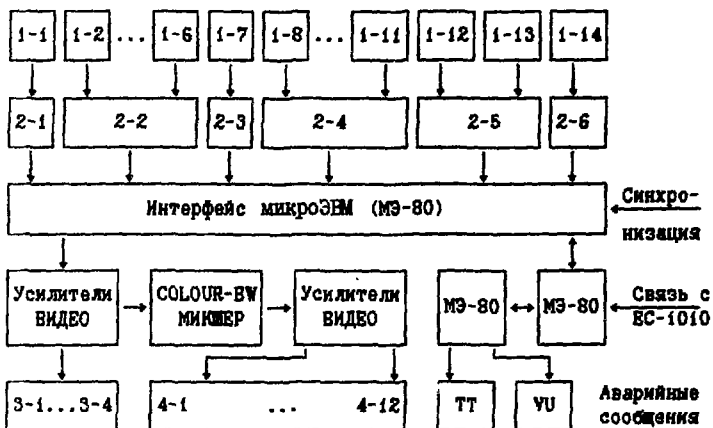


Рис.1. Аппаратура ON-LINE обработки интенсивности.

1-1+1-14 - датчики интенсивности, 2-1+2-6 - электроника сопряжения и коммутаторы наблюдения аналоговых сигналов, 3-1+3-4 - цветные телевизионные мониторы, 4-1+1-12 - черно-белые телевизионные мониторы.

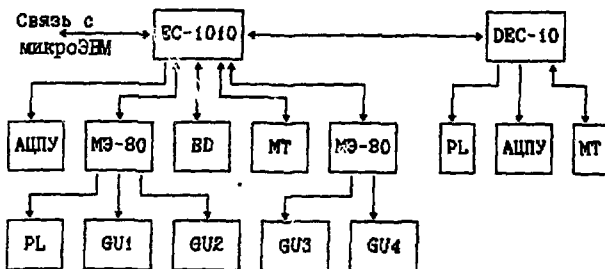


Рис.2. Аппаратура OFF-LINE обработки интенсивности.

Все программное обеспечение МЭ-80 хранится в ПЗУ. МикроЭМ выполняет свои функции независимо от состояния других элементов системы управления ускорителем.

Усилители-размножители видеосигнала и разветвленная сеть кабельных коммуникаций позволяют передавать видеoinформацию об интенсивности в различные помещения и здания ускорительного комплекса на расстояния до 100 м - цветной видеосигнал, до 500 м - черно-белый видеосигнал. По запросу оператора текущее значение интенсивности может быть распечатано на телетайпе.

Аппаратура OFF-LINE обработки интенсивности приведена на рис.2. Управляющая мини-ЭВМ (ЕС-1010) системы автоматизации контроля и управления бустерным синхротроном / 5 / осуществляет считывание информации из микроЭВМ, накапливает ее на внешних магнитных носителях ( в д. мт ), производит текущую ( за сутки ) статистическую обработку и выводит результаты на цветные мониторы ( су1 - су2 ) и графопостроитель ( рл ).

Измерение интенсивности пучка ведется непрерывно в течение всего сеанса работы ускорителя. За час работы мини-ЭВМ накапливает около 1 Кбайт усредненных ( по 30 суперциклов за сброс ) данных. Один раз в сутки производится сброс накопленной информации на магнитную ленту. За сеанс накапливается около 700 Кбайт информации.

Актуальная информация об интенсивности используется различными управляющими программами при поиске оптимального режима работы комплекса, в процессе измерения характеристик пучка, при исследовании влияния дестабилизирующих факторов и при поиске неисправностей. Текущая информация выводится на цветные мониторы ( су3 - су4 ). Необходимая информация об интенсивности может быть выведена по запросу оператора на бумажный носитель ( АЦПУ ).

Большая ЭВМ DEC-10 выполняет статистическую обработку данных, накопленных за определенное время работы ускорителя. Информация представляется в табличном ( АЦПУ ) или графическом ( рл ) виде. Полученные данные позволяют судить об итогах работы ускорительного комплекса за сеанс и дают информацию о суммарной ускоренной интенсивности, темпах ее набора, эффективности процессов на различных этапах ускорения комплекса, простоях оборудования, стабильности работы и прочем. На DEC-10 ведется архивное накопление данных по интенсивности ( мт ) за все время работы нового комплекса инжекции ускорителя У-70.

#### Л и т е р а т у р а

1. Алеев Е.А., Брук В.Л. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.14. ОИЯИ, Дубна, 1985.
2. Брук В.Л., Демиховский Д.А. и др. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.80. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987.
3. Балдин Ю.Б., Говорун В.Н., Рыбаков В.Г., Сытин А.Н. - Препринт ИФВЭ 82-100, Серпухов, 1982.
4. Брук В.Л., Воробьев В.К., Сухоруков А.Н., Тилин В.Г. - Препринт ИФВЭ 87-52, Серпухов, 1987.
5. Антипов В.П., Балакин С.И. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.231. ОИЯИ, Дубна, 1985.

## ИЗМЕРЕНИЕ ЗАМКНУТОЙ ОРБИТЫ ПУЧКА В БУСТЕРЕ ИФВЭ

С.И.Балакин, С.Л.Богатирев, В.Л.Брук, Е.В.Клименков, И.Г.Морозов,  
И.Н.Терещенко, В.Г.Тилин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

За время запуска и в процессе опытной эксплуатации бустера проектная система измерения замкнутой орбиты <sup>/1/</sup> неоднократно модернизировалась. Однако частичные модернизации системы, проводимые, как правило, в условиях дефицита времени, не могли полностью удовлетворить пользователей. Поэтому система измерения замкнутой орбиты была полностью реконструирована. Ниже описывается новая система измерения замкнутой орбиты бустера ИФВЭ.

### Конфигурация системы и состав аппаратуры

В кольцевом зале бустера размещены датчики положения пучка и входные блоки, расположенные в непосредственной близости от датчиков. В зале электроники в стойках диагностики пучка находятся блоки аналого-цифровой обработки сигналов, сбора и обработки цифровой информации, синхронизации и вспомогательные блоки, а также источники питания системы. Блок-схема одного канала измерения положения пучка представлена на рис.1

Для измерения замкнутой орбиты в горизонтальной ( R ) и вертикальной ( Z ) плоскостях используются 24 совмещенных ( по R и Z ) датчика положения пучка. Их количество обусловлено необходимостью надежной регистрации нескольких азимутальных гармоник (3,4 и 5-й). Датчик представляет собой систему из четырех электростатических сигнальных электродов (общенное название - ликап-электрод (ПЭ)) специальной формы <sup>/2/</sup>. Апертура ПЭ-155 мм. Емкость электродов на землю -  $100 \pm 5$  пФ. Линейность (для разностного сигнала) - не хуже 1% в диапазоне отклонений центра тяжести пучка от оси ПЭ  $\pm 40$  мм.

Входные блоки предназначены для согласования импеданса ПЭ, который носит чисто реактивный характер, с коаксиальными кабелями. Согласование осуществляется с помощью повторителей на полевых транзисторах с регулируемым выходным сопротивлением для полярного выравнивания коэффициентов передачи повторителей. Для выравнивания емкостей одноименных каналов предусмотрены дифференциальные воздушные триммеры. Повторители защищены по входу от больших напряжений, которые возникают при прямом попадании пучка или вторичных частиц на пластину.

Линейный детектор выполнен на основе восстановителя постоянной составляющей (ВПС) с автоматической привязкой к сигналу <sup>/3/</sup> и пассивного интегратора. Динамический диапазон линейного детектирования  $\geq 60$  дБ. ВПС работает по принципу разряда последней разделительной емкости в промежутках между импульсами сигналов положения пучка. Блок-схема линейного детектора приведена на рис.2.

Аналого-цифровой самобалансирующийся мост (АЦМ) <sup>/4/</sup> предназначен для функ-



Рис.1. Блок-схема одного канала измерения положения пучка.  
 ПЭ - пикап-электрод. Вх. бл. - входной блок. ЛД - линейный детектор. АЦМ - аналого-цифровой мост. РСЧ - реверсивный счетчик. Рг. - регистр. МЭ-80 - микроЭВМ.

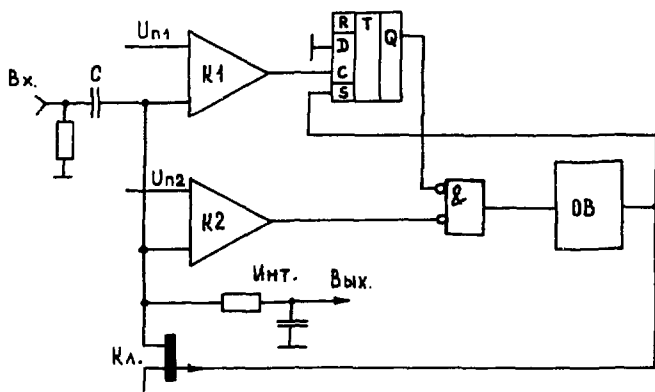
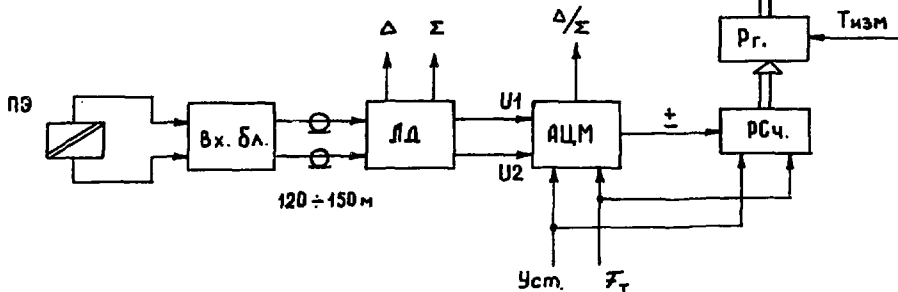


Рис.2. Блок-схема линейного детектора. С - разряжаемая емкость.  
 К1, К2 - компараторы ( $U_{п1} > U_{помехи}$ ,  $U_{п2} \approx 0$ ),  
 Кл. - ключ. Инт. - интегратор. ОВ - одновибратор.

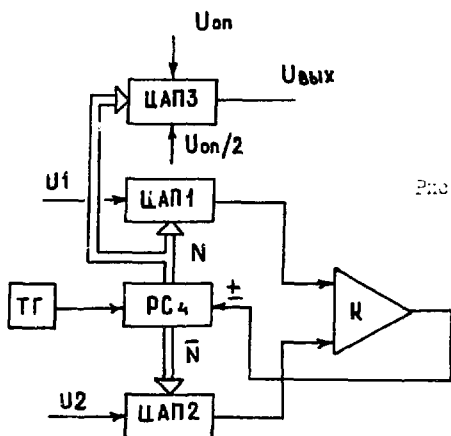


Рис.3. Блок-схема аналого-цифрового моста. ТГ - тактовый генератор.  
 ЦАП1, ЦАП2 - перемножающие цифроаналоговые преобразователи.  
 ЦАП3 - цифроаналоговый преобразователь с постоянным опорным напряжением. РСЧ - двоичный реверсивный счетчик.  
 К - компаратор.

циональной обработки протектированных сигналов, в процессе которой на выходе АЦМ получается следящий цифровой код, пропорциональный величине текущего смещения центра тяжести пучка на данном азимуте. Блок-схема АЦМ изображена на рис.3. Отклонение центра тяжести пучка от оси ПЗ связано с кодом на выходах счетчика соотношением

$$\Delta R = \frac{R}{2^{n-1}} \cdot (N - 2^{n-1}) = \frac{R}{2^{n-1}} \cdot N',$$

где  $\Delta R$  – смещение пучка от оси ПЗ,  $R$  – полуапертура ПЗ,  $n$  – разрядность счетчика,  $N$  – текущий код на счетчике,  $N' = N - 2^{n-1}$  – код  $N$ , смещенный на половину шкалы. Видно, что код  $N'$  пропорционален смещению центра тяжести пучка от электрической оси ПЗ и не зависит от интенсивности пучка, а  $R/2^{n-1}$  – дискретность измерения смещения. Код  $N$  подается также на ЦАПЗ, имеющий постоянное опорное напряжение. С выхода этого преобразователя снимается аналоговый сигнал, пропорциональный отклонению пучка:

$$U_{\text{вых.}} = \frac{U_{\text{оп.}}}{2R} \cdot \Delta R.$$

Скорость слежения АЦМ определяется частотой ПТ:

$$V_{\text{сл.}} = \frac{R}{2^{n-1}} \cdot F_T,$$

где  $V_{\text{сл.}}$  – скорость слежения,  $F_T$  – частота ПТ.

Счетчики, регистры и микроЭВМ МЭ-80<sup>5/</sup> предназначены для сбора и обработки цифровой информации из АЦМ. Каждый счетчик работает параллельно со счетчиком в соответствующем АЦМ. По таймерному импульсу текущий код из него перехватывается в регистр  $F_T$ , откуда считывается в память МЭ-80. Обработанная в МЭ-80 информация выводится на цветной графический дисплей.

#### Измерение замкнутой орбиты и характеристики системы

Типовой режим измерения замкнутой орбиты записан в ПИЗУ МЭ-80, поэтому сразу после включения система готова к работе. Типовой режим заключается в измерении и отображении двух замкнутых орбит по  $R$  и  $Z$  (после синхронизационного захвата и перед выводом). Другие режимы измерения и отображения могут быть заданы через центральную ЭВМ ЕС-1010, связанную с МЭ-80. Поскольку в каждом канале ведется непрерывное слежение за положением пучка, то число измерений за цикл практически ограничено лишь объемом памяти и быстродействием микроЭВМ. Точность измерений  $\pm 0,5$  мм, дискретность – 0,15 мм. Максимальная скорость слежения – 25 мм/мс.

#### Л и т е р а т у р а

1. Аппаратура радиоэлектроники, диагностики и автоматизированного управления бустера Серпуховского ускорителя. Труды Радиотехнического института АН СССР, Москва, 1980, с.52.
2. Гольдин Л.Л., Кузьмин А.А. О форме электродов, измеряющих смещение пучка. Препринт ИТЭЭ, № 408, Москва, 1966.
3. Брук В.Л., Морозов И.Г., Тишин В.Г. Препринт ИЭВЭ 86-87, Серпухов, 1986.
4. Брук В.Л., Морозов И.Г., Тишин В.Г. Препринт ИЭВЭ 87-77, Серпухов, 1987.
5. Балдин Ю.Б., Говорун В.Н., Рыбаков В.Г., Сытин А.Н. Препринт ИЭВЭ 82-100, Серпухов, 1982.

## СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ЛУЗ-2000

В.Н.Борискин, В.А.Вишняков, В.А.Гурин, А.Н.Довбня, В.Н.Катаржнов,  
В.В.Мельниченко, Ф.А.Пеев, В.А.Попенко, Г.Д.Путачев, А.Н.Савченко,  
Д.Л.Степин

Харьковский физико-технический институт АН УССР

### 1. Система измерения тока пучка

Традиционные измерители тока пучка (цилиндр Фарадея, монитор вторичной эмиссии и др.) полностью или частично разгушают пучок при контроле, что вызывает прерывание физического эксперимента. Более предпочтительными для оперативного контроля являются измерительные устройства с магнитоиндукционными датчиками (МИД), прозрачными для пучка.

Для непрерывного контроля и измерения тока пучка ЛУЗ-2000 была разработана автоматизированная система на базе мкросЭЕМ с микропроцессором. Структурная схема системы измерения тока пучка показана на рис.1.

Ферритовое кольцо МИД для измерения тока импульсного пучка расположено на электропроводе. Коэффициент усиления МИД остается неизменным. Изменение диапазона производится изменением нагрузочного резистора МИД.

Усилитель МИД расположен на расстоянии 0,5 м от электропровода ускорителя. Визуальный контроль формы импульса тока пучка осуществляется осциллографом. Выбор номера МИД осуществляется оператором с помощью релейного коммутатора. Данная система используется для оперативного контроля и при настройке ускорителя после технологических профилактик.

Цифровая система измерения импульсного тока пучка имеет диапазон от  $10^{-3}$  А до 1 А с тремя поддиапазонами. В каждом измерительном канале используются "временные ворота" длительностью 0,15-0,3 мкс. Это дает возможность контролировать потери импульсного тока на соответствующих участках ускорителя в режиме автоматического слежения за параметрами.

Для измерения заряда пучка в импульсе (среднего тока) разработана прецизионная измерительная система с автоматической калибровкой. Постоянная затухания около 0,7 мс. Амплитуда сигнала МИД измеряется в третьем периоде примерно через 300 мкс после прохождения токовой посылки.

Разделение потенциальных связей осуществляется с помощью разделительных трансформаторов. В качестве амплитудно-цифрового преобразователя используется 10-разрядный АЦП в стандарте КАМАК.

Автоматическая калибровка измерительных трактов позволила исключить стабилизацию параметров тракта, повысить точность измерений, а программный ввод поправок в значительной мере упростил эксплуатацию МИД.

### 2. Система измерения энергии ускоренных частиц

Энергетический спектр и энергия ускоренных частиц на выходе ЛУЗ-2000 измеряется с помощью анализирующей системы, в качестве которой используется первый поворотный магнит СР-82 ахроматической системы параллельного переноса пучка. Структурная схема измерения энергии ускоренных частиц показана на рис.2.

Напряженность магнитного поля в зазоре магнита измеряется методом ядерного магнитного резонанса ЯМР.

В качестве рабочей жидкости датчика используется водный раствор  $FeCl_3$  в количестве 0,1 моли. Рабочий диапазон частот от 10 МГц до 50 МГц разбит на два поддиапазона: 10-28 МГц и 26-50 МГц, что обеспечивает измерение энергии ускоренных частиц в диапазоне от 500 МэВ до 2000 МэВ. Измерения частоты ЯМР производится частотомером, числовое значение передается в ЭВМ. В полуавтоматическом режиме измерения используется режим деления двух частот частотомером  $F_1/F_2$ . На вход 1 подается частота ЯМР  $F_1$ , а на вход 2 - частота от кварцевого генератора  $F_2$ , значение которой выбирается так, чтобы на индикаторе частотомера числовое значение энергии ускоренных частиц было непосредственно в мегаэлектронвольтах (МэВ). Погрешность измерения энергии ускоренных частиц не превышает 0,05%.

### 3. Система измерения эмиттанса пучка

В измерителе эмиттанса пучка, созданном на базе микроЭВМ и модуле КАМАК, реализована методика анализа радиально-угловых характеристик пучка посредством перемещающихся шелевых коллиматоров. В качестве датчика пучка применена сканирующая проволочная ионизационная камера.

В функциональной схеме регистрирующей части измерителя можно выделить три измерительных канала. В первом канале импульсный сигнал  $Q$  с ионизационной камеры ИК через аттенуатор АТТ и усилитель поступает на интегратор ИНТ, где вырабатывается квазистоянное напряжение, пропорциональное величине заряда части пучка. Напряжение далее преобразуется в цифровой код в аналого-цифровом преобразователе АЦП.

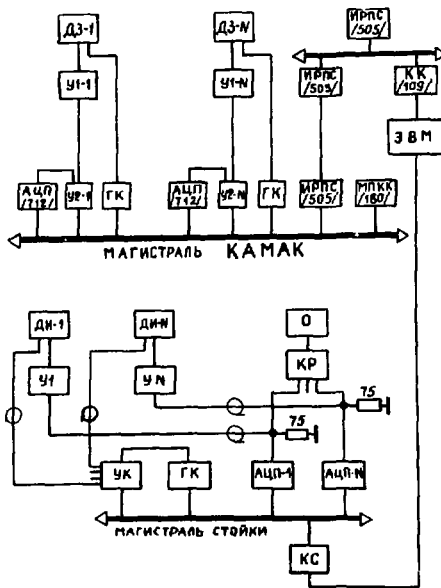


Рис. 1. Структурная схема системы измерения тока пучка.

Аттенюатор предназначен для расширения динамического диапазона измерителя при различных режимах работы ускорителя. Два других канала идентичны, их образуют потенциометрические датчики положения ионизационной камеры ПДК и щелевого коллиматора ПЩК, сигналы с которых  $R', R$  кодируются в АЦП2 и АЦП3 соответственно. Работа блоков АЦП и интегратора строится синхронным импульсом ускорителя. На каждом такте в оперативную память ЭВМ вводятся тройки данных  $R, R'$  и  $Q$ . Полученный массив данных является исходным для расчета и построения эмиттанса как проекции пучка на фазовую плоскость ( $RR'$ ). Эмиттанс в оперативном режиме выводится на экран дисплея и печать. Программа допускает изменение масштабов по каждой из координатных осей, а также получение фигуры эмиттанса на любом уровне значений  $Q$ .

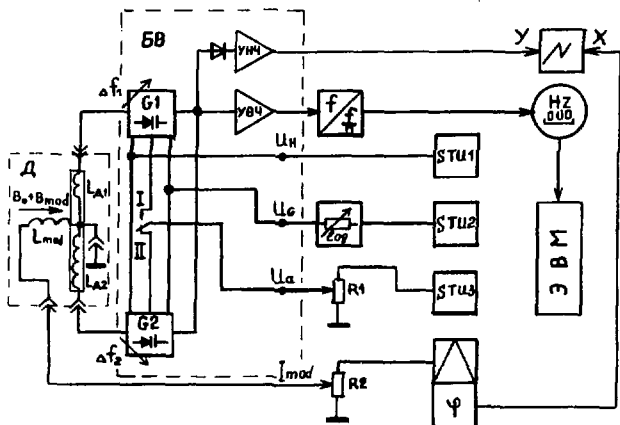


Рис.2. Структурная схема системы измерения энергии ускоренных частиц.

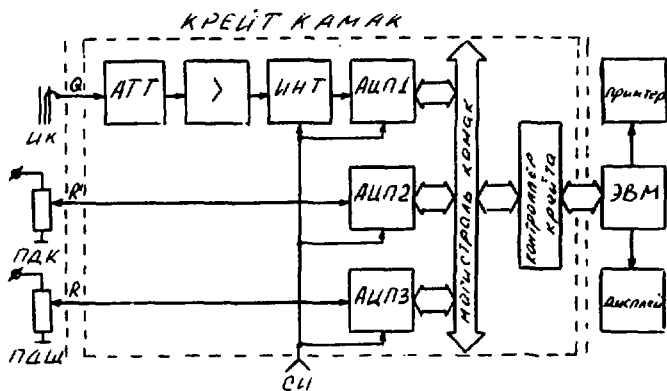


Рис.3. Функциональная схема устройства автоматической обработки результатов измерения эмиттанса пучка заряженных частиц.

## СТЕНД ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ БОЛЬШИХ ЛИТВЕВЫХ ЛИАЗ ТОКОМ БОЛЕЕ 1 МА

Б.Ф.Баянов, Г.И.Сильвестров, Т.В.Соколова, А.Д.Черныкин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Применение литвевых лизз для собирания антипротонов подтвердило их высокую эффективность, и в настоящее время на лиззах с диаметром 2 см, работающих при полях до 10 Т, базируются антипротонные мишенные станции ФНАЛ и ЦЕРН /1, 2/. Дальнейшее развитие литвевых лизз идет по пути увеличения диаметра до 4+ 6 см, частоты циклов срабатывания и предельного магнитного поля.

В настоящее время лизза диаметром 4 см, работающая с жидким литием, прокачиваемым через лиззу и теплообменник, изготовлена в ИЯФ /3/. Одновременно в ЦЕРН создана лизза диаметром 3,6 см на основе твердого лития /4/.

Переход к лиззам большого диаметра потребовал разработки импульсного генератора, возбуждающего в лиззе с индуктивностью  $L = 40$  нГн и активным сопротивлением  $R = 5 \cdot 10^{-5}$  Ом ток более 1 МА при длительности импульса в несколько миллисекунд и энергии в импульсе до 100 кДж. Лизза запитывается через согласующий трансформатор специальной конструкции, обеспечивающий его надежную работу при больших амплитудах тока в условиях высоких уровней радиации антипротонных мишенных станций.

Трансформатор (рис.1) представляет собой толстостенный тор прямоугольного сечения с наружным диаметром 420 мм, являющийся вторичным витком с разрезом на внутреннем диаметре для подключения лиззы. Внутри тора размещается кольцевой магнитопровод также прямоугольного сечения, отделенный на внутреннем диаметре от вторичного витка изоляционным воздушным зазором. В основе конструктивной схемы трансформатора лежит принцип уравновешенной первичной обмотки, каждый виток которой располагается в отверстиях в толстых стенках вторичного витка с симметричными зазорами и не взаимодействует с соседними витками. В такой конструкции индуктивность рассеяния вторичной обмотки равна нулю, а индуктивность рассеяния первичной пропорциональна числу витков.

Каждый из 18-ти первичных витков трансформатора представляет собой отрезки коаксиальных линий из стержней, проходящих в осевом направлении через цилиндрические отверстия в теле вторичного витка по одному на внутреннем диаметре и по два-на наружном. Стержни соединяются в радиальном направлении плоскими клинообразными переключками, расположенными в радиальных пазах на торцах вторичного витка. Торцы трансформатора прикрываются кольцевыми медными крышками так, что над плоскостями клинообразных переключек образуются одинаковые зазоры по 3 мм, что обеспечивает равенство магнитных полей на их поверхности и полную уравновешенность обмотки.

Соединение цилиндрических частей обмотки с плоскими переключками осуществляется посредством цапговых зажимов. Каждая переключка опирается на керамические изоляторы, вставленные в цилиндрические расточки на дне пазов в теле вторичного витка. Массивный вторичный виток трансформатора охлаждается водой, витки первичной обмотки — потоком воздуха, продуваемым через изоляционные зазоры в осевом направлении. Температура первичной обмотки может достигать 100°C, что определяет частоту следования импульсов. Такой трансформатор с сечением железа 180 см<sup>2</sup> обеспечивает ток 1 МА при длительности импульса 3 мс. Размах индукции в железе составляет при этом 3 Тесла, что обеспечивается его глубокой перемагничиваемостью. Коэффициент трансформации выбирается 10+20, чтобы с минимальными потерями согласовать нагрузку с фидером, уходящим за пределы радиационной защиты, и в то же время не иметь в радиационной зоне напряжений

Рис. 1. Трансформатор с жидколитиевой линзой.

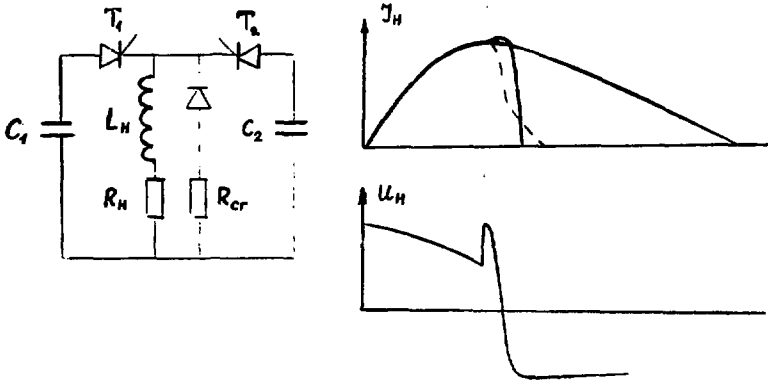
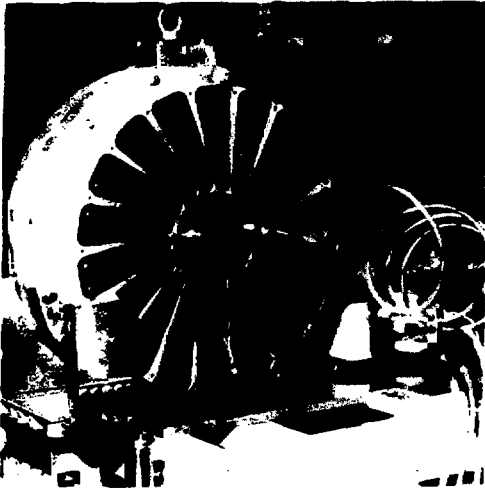


Рис. 2. Принципиальная схема импульсного генератора.

выше 1-1,5 кВ. За защитой размещается второй трансформатор традиционной конструкции для согласования нагрузки с импульсным генератором.

По такой схеме с двумя последовательно включенными трансформаторами был создан испытательный стенд, представляющий собой импульсный генератор с накопительной емкостью  $C = 2 \cdot 10^4$  мкФ напряжением до 5 кВ, коммутирующим ток до 40 кА, двумя параллельными ветвями тиристоров типа ТТ73-1250. Стенд предназначался для запитки мегаамперными импульсами тока жидколитиевых линз большого диаметра. Основным его элементом является описанный выше тороидальный трансформатор.

На стенде была испытана изготовленная в ЦЕРНе линза диаметром 36 мм с твердым литием. Максимальная амплитуда тока, полученная на линзе, составляла 1 МА, ресурсные испытания до 0,5 миллиона импульсов проводились при токе 800 кА на частоте следования импульсов 0,42 Гц. Испытания жидколитиевой линзы диаметром 4 см проводились при длительности импульса 1 мс. Испытания показали правильность конструктивных решений, принятых при создании трансформатора, и в настоящее время спроектирован и изготавливается рабочий вариант трансформатора для питания большой литиевой линзы антипротонной станции ЦЕРНа. Этот трансформатор рассчитан на ток до 1,5 МА.

Поскольку линза - нагрузка с низкой добротностью, задний фронт питающего ее униполярного импульса тока от разряда конденсаторной батареи оказывается более длинным, чем передний. Мы предприняли разработку генератора, обеспечивающего существенное укорочение заднего фронта импульса, что может быть важным для линз, работающих в предельных режимах по импульсному нагреву. Принцип работы генератора (рис.2) состоит в том, что в максимуме тока включением тиристора  $T_2$  он переключается на батарею  $C_2$ , заряженную до рабочего напряжения батареи  $C_1$ , что приводит к укорачиванию заднего фронта импульса в отношении  $\sqrt{C_1/C_2}$ . Это дается ценой усложнения генератора, поскольку существенно повышаются требования к динамическим свойствам тиристорных коммутаторов  $T_1$  и  $T_2$ . Современные тиристоры позволяют формировать задний фронт в несколько сотен микросекунд. Пунктиром на схеме изображена модификация, более предпочтительная с точки зрения минимизации энерговыделения при том же напряжении: перезарядки емкости  $C_2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G.Dugan. P-bar Production and Collection at the FNAL Antiproton Source. XIII International Conf. on High Energy Accelerators. Novosibirsk, Nauka, 1987, V.2, p.264.
2. R.Bellone et al. The Design and Prototipe Test of the CERN Antiproton Target. XIII International Conf. on High Energy Accelerators. Novosibirsk, Nauka, 1987, V.2, p.272.
3. Bayanov B.F. et al. Large Lithium Lenses with Solid and Liquid Lithium. In: European Particle Accelerator Conference, Abstracts, Rome, June 7-11, 1988, Rome, 1988, p.70.
4. P.Sievers et al. Performance and Operational Experience with CERN - Lithium Lenses. I European Particle Accelerator Conference, Abstracts, Rome, June 7-11, 1988.



ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ ПРОФИЛОМЕТР ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ  
ПРОТОННОГО ПУЧКА СИНХРОЦИКЛОТРОНА ЛИЯФ АН СССР  
С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

Н.К.Абросимов, А.М.Васильев, А.М.Герасимов, Г.Ф.Михеев,  
А.С.Покровский, Г.А.Рябов

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР

Эффективность использования синхроциклотрона (СЦ) на физический эксперимент существенно зависит от средств диагностики параметров его выведенного пучка. Оперативное получение информации о профилях пучка (проекция распределения числа частиц на ортогональные оси, перпендикулярные к оси распространения пучка) позволяет определять центр тяжести пучка, его размеры и форму, эмиттанс и т.д., а также контролировать тракт транспортировки пучка. Принципы работы профилометров рассматриваются, например, в работах /1,2/. Конструктивные особенности профилометра как измерителя зависят, в первую очередь, от основных параметров диагностируемого пучка (энергии, интенсивности, скважности и т.п.). Основные параметры пучка СЦ ЛИЯФ АН СССР /3/: энергия - 1 ГэВ; интенсивность  $\sim 6 \cdot 10^{12}$  I/c, ( $\sim 1$  мкА); число протонов в импульсе  $\sim 10^{11}$ ; частота повторения и длительность макроимпульсов 50 Гц, 300 мкс; эмиттанс 10 см мрад.

Для измерения профилей широкое распространение находят многопроволочные ионизационные камеры с газовым наполнением. Такие профилометры используются на СЦ ЛИЯФ для диагностики как основного, так и вторичных его пучков /4/. Однако эксплуатация их в зале ускорителя затруднительна, так как измерительная радиоаппаратура камер, основанная на измерении очень малых токов ( $\sim 1$  нА), должна работать в больших радиационных полях главного зала СЦ (до 1000 мкР/с) и при очень большом уровне импульсных и ВЧ-помех, создаваемых ускоряющей системой СЦ. Эксплуатация относительно сложной аппаратуры для таких профилометров сопряжена также с большими дозовыми нагрузками на обслуживающий персонал. Ниже описан простой и надежный профилометр, разработанный в лаборатории физики и техники ускорителей ЛИЯФ АН СССР.

Измерительная часть профилометра изображена на рис.1. Внутри вакуумного кожуха, вставляемого в разрыв ионопровода, в плоскости ХУ, перпендикулярной оси распространения пучка, установлена конструкция сканирующего устройства с двумя перемещающимися вдоль ортогональных осей X и Y каретками 3 и 4. Обе каретки синхронно перемещаются по винтовому направляющему, приводимые в движение общим электродвигателем 5. На каретках укреплены измерители интенсивности - зонды 1,2. При движении кареток зонды входят в область В, занятую пучком, и измеряют интенсивность попадающей на них части частиц пучка. При синхронном движении кареток зонд 1 измеряет горизонтальный профиль пучка 6, а зонд 2 - вертикальный профиль 7.

Профилерование пучка производится путем набора измерений интенсивности одиночных импульсов ускоренного пучка СЦ, производимых через дискретные промежутки перемещения зондов с шагом в 1 мм. Для синхронизации работы профилометра с временными циклами работы СЦ используются синхроимпульсы 9, вырабатываемые сканирующим устройством, по команде которых СЦ программно "включается" на один цикл ускорения.

В качестве зондов использованы алюминиевые пластинки 1,2 с нанесенным на них полупроводниковым слоем (анодный слой из кристаллического селена и катодный из олова и кадмия). Сами пластинки выполняют роль держателя-подложки,

а нанесенный на них полупроводниковый слой представляет собой собственно измеритель интенсивности, работающий по принципу твердотельной ионизационной камеры. На слой подан смешивающий потенциал. Пластинки ориентированы своими плоскостями параллельно оси распространения пучка. Так как толщина слоя очень мала, то линейное разрешение такого датчика-зонда практически определяется возможностью угловой юстировки пластин. Коэффициент преобразования зонда достаточно высок. Так, например, пластина, помещенная в пучок с интенсивностью  $\sim 10^{11}$  протонов в импульсе и поперечным сечением  $5 \times 5 \text{ см}^2$  (на подувьсоте интенсивности), генерирует импульсы тока с амплитудой  $\sim 10^{-3} \text{ А}$ . Пластинки могут работать как в вакууме, так и при атмосферном давлении.

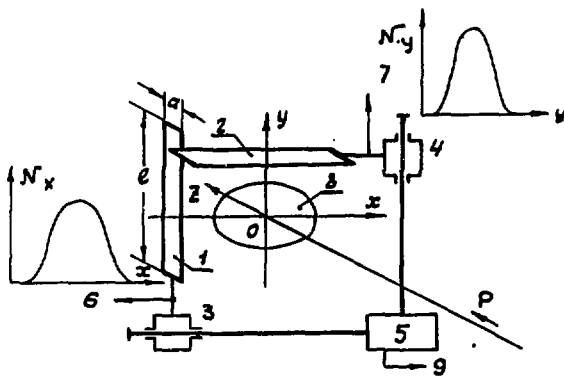
Основные параметры профилометров: размер сканируемой площади  $150 \times 150 \text{ мм}^2$  и  $250 \times 250 \text{ мм}^2$ ; размер пластинок-зондов  $150 \times 30 \text{ мм}^2$ ; пространственное разрешение  $1 \text{ мм}$  (максимально возможное  $0,1 \text{ мм}$ ); скорость перемещения зондов  $1 \text{ мм/с}$ ; время получения профиля  $100 \text{ с}$  или  $250 \text{ с}$ ; полупериод снижения чувствительности зондов  $1-2$  года; интенсивность сканируемых пучков  $\geq 10^9 \text{ 1/с}$ .

Комплекс аппаратуры из 8 профилометров полностью автоматизирован и образует одну из подсистем АСУ синхротрона ДИФ АР СССР /5/, выполненную в виде однокрейтовой системы КАМАК на базе микроЭВМ "Электроника-60". На рис.2 представлена блок-схема АСУ для профилирования пучка. В главном зале ускорителя ГЗ вдоль трассы пучка Р постоянно установлены 4 профилометра ПФ1-ПФ4. Еще четыре блока ПФ5-ПФ8 находятся в экспериментальном зале ЭЭ и монтируются на леем из направлений трактов транспортировки пучков /3/. Все блоки конструктивно совмещены с ионопроводом, образуя единый откачиваемый объем. Любой из профилометров может быть программно подключен через релейные коммутаторы РК-1, РК-2 к общим магистралям; ИМ - информационная магистраль, КМ - коммутационная магистраль. По измерительной магистрали ИМ сигналы с датчиков-зондов поступают в амплитудно-временной преобразователь АТ и через блок сопряжения БС ЭВМ-в микроЭВМ "Электроника-60" и центральную ЭВМ СМ-3. По этой же магистрали в блок АТ поступает сигнал от стандартной ионизационной камеры ИК, измеряющей интегральную интенсивность пучка. Сопряжение системы с ускорителем осуществляется через блоки сопряжения и управления работой СЦ: БС-СЦ и БУ-СЦ.

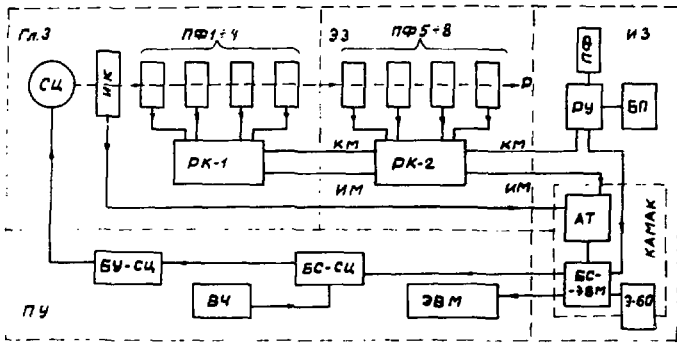
АСУ обеспечивает: подключение заданного профилометра к общим магистралям, программный перевод работы ускорителя из эксплуатационного режима в режим импульсной работы с синхронизацией от профилометра; временное стробирование 3-х информационных каналов, синхронизированное с ВМ-программой ускоряющей системы СЦ; контроль временной диаграммы процесса измерения профилей. В результате математической обработки производятся следующие операции: нормализация сигналов с датчиков-зондов на величину сигнала интегральной интенсивности с ИК; вычисляются координаты максимумов профилей, координаты центров тяжести, моменты второго и третьего порядков, а также оцениваются ошибки вычисления этих результатов. Обеспечивается контроль за качеством измерений: коэффициент использования динамического диапазона, коэффициент усиления аналоговой части канала А-Т, средняя интенсивность и дисперсия интенсивности за время профилирования, соотношение сигнал-шум и т.п.

На экране цветного дисплея графически изображается горизонтальный и вертикальный профили пучка в линейном масштабе  $1:1$  для профилометров с полем  $150 \times 150 \text{ мм}^2$  и  $1:2$ -с полем  $250 \times 250 \text{ мм}^2$ . Число измеряемых точек  $150$  и  $250$  соответственно. Число каналов динамического диапазона  $1000$ .

Базовым программным обеспечением является ОС PSXPS. Стандартность программного обеспечения профилометров позволяет фиксировать его в ОС. Начальная загрузка обеспечивается программой АСУ СЦ из центральной ЭВМ. Подключение



Р и с 1. Схема профилометра: 1,2 - измерители интенсивности - зонды; 3,4 - подвижные каретки сканирующего устройства; 5 - электропривод; 6,7 - сигналы с зондов; 8 - область, занятая пучком; 9 - синхросигнал.



Р и с 2. Блок-схема профилометров: СЦ - синхронциклотрон; Р - ускоренный пучок протонов; ПФ1-ПФ8 - профилометры; ИК - ионизационная камера; РК1-РК2 - релейные коммутаторы; КМ, ИМ - коммутационная и информационная магистраль; АТ - блок усиления и преобразователь кода амплитуда-время; БС-ЭВМ - блок сопряжения с ЭВМ; Э-60 - ЭВМ "Электроника-60"; БС-СЦ, БУ-СЦ - блоки сопряжения и управления синхронциклотроном; ВЧ - блок сопряжения с частотной программой СЦ; ПУ - блок ручного управления работой профилометров; ПФ - настраиваемый, резервный блок профилометра; БП - блок питания; ГЗ, ЭЗ, ИЗ - главный, экспериментальный и измерительный залы ускорителя; ПУ - пульт управления.

подсистемы профилометров к центральной ЭВМ выполнено с помощью последовательного канала связи КАМАК-КАМАК. Поддержка канала связи обеспечивается драйвером "EUDRV" и задачей LSP. Связь оператора с профилометрами и отображение результатов измерения осуществляется через средства диалога и отображения АСУ СЦ. Форма диалога представляет собой "меню" доступных профилометров и возможных режимов измерения.

Система профилометров является составной частью более общей АСУ трактов пучков, включающей в себя АСУ стабилизированным электропитанием магнитов и

лит 3, управлением коллиматорами, АСУ "быстрых" профилометров на основе пропорциональных ионизационных камер и измерителей интенсивности, которая позволяет автоматически воспроизводить стандартные режимы включения трактов и настраивку тракта по заданным параметрам пучка.

Автоматизированная система профилометров эксплуатируется в ЛИЯФ АН СССР с 1985 года. Опыт работы позволяет сформулировать основные особенности и преимущества такого профилометра:

- высокая чувствительность измерителей-зондов позволяет полностью отказаться от использования какой-либо предусилительной аппаратуры и вывести сигнал с зондов по скрученной проводниковой паре непосредственно в крайт - КАМАК, расположенный на расстоянии 150 м от профилометров в измерительном зале СЦ со свободным доступом к радиоаппаратуре, что значительно облегчает эксплуатацию профилометров;

- профилометры могут работать как в вакууме, так и при атмосферном давлении; способность профилометров работать в вакууме, в отличие от профилометров с газовым наполнением, не нарушает прозрачность тракта.

К недостаткам прибора можно отнести относительно большое время измерения профиля, а также изменение режима работы ускорителя и "перехват" зондами пучка, что и определяет область его использования, в основном, для оперативного контроля ускорителя и подстройки трактов его пучков.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.А.Москалев, Г.И.Сергеев, В.Г.Шестаков. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М., Атомиздат, 1980.
2. Диагностика пучков заряженных частиц в ускорителях. Сб. научных трудов РТИАН СССР, М., 1984.
3. Н.К.Абросимов, С.П.Дмитриев, В.А.Елисеев и др. Современное состояние синхротрона на энергию протонов 1 ГэВ в Гатчине. Труды УП Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1981, т. II, с.75-79.
4. А.П.Кащук, В.И.Лазарев, В.В.Лысенко и др. Многоканальная аппаратура для измерения профилей пучков заряженных частиц. Препринт ЛИЯФ АН СССР, № 1204, Л., 1986.
5. А.М.Герасимов, А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев. Автоматизированная система управления синхротроном. Управляющие системы и машины, I, 1978, Киев.

## МНОГОПРОЦЕССОРНАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ КИЕВСКОГО 240-САНТИМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА

А.И.Безрук, А.Б.Гаевенко, Ю.В.Иванов,  
А.Ф.Линев, Н.А.Соколова, В.И.Сахно

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Настоящий доклад отражает результаты исследований и разработок, выполненных при создании первой очереди автоматизированной системы управления циклотроном. Главной целью первого этапа является повышение оперативности управления, точности установки и удержания установленных режимов технологического оборудования ускорителя, обусловленное требованием получения пучка заданного качества и увеличения полезного ресурса.

Общая структура создаваемой системы управления традиционно использует функционально-модульное построение из набора законченных автономных подсистем ( модулей ) автоматизированного управления функциональными узлами циклотрона. Наиболее ответственным моментом при разработке систем такой структуры является оптимальная организация нижнего уровня и качество образующих его модулей.

Работы по созданию таких модулей ведутся в ИИИ более 5 лет. После опытной эксплуатации на циклотроне первого образца модуля управления источниками силового питания определились минимальные требования к этим устройствам для их широкого использования / 1 /. Было установлено, что необходимо расширить функциональные возможности модулей и в части алгоритмов регулирования, и в форме диалога с оператором или ЭЕМ верхних уровней иерархии. Модуль должен в автономном режиме обеспечить оператору возможность ввода и редактирования в любой момент таблицы режима регулируемых параметров, контроль текущего режима и обобщенных данных о состоянии управляемого оборудования, вести оперативную документацию, отображать оператору информацию в виде понятных мнемосхем, а также формировать и представлять оператору банк таблиц рабочих режимов.

В структуре системы управления модуль должен являться полностью автономным и вместе с управляемым оборудованием образовывать законченный функциональный узел ускорителя. Целесообразна программная независимость модуля как локальной системы управления от верхних уровней иерархии ( или других контуров ) и возможность связи в единую сеть.

Первая очередь системы управления построена на базе комплекса микро-и мини-ЭМ по иерархической структуре. На нижнем уровне системы ( рис.1 ) используются функциональные модули с микроЭМ типа MCI260. На втором уровне — УВК СМ1420. Система обеспечена аппаратно и программно средствами межмашинной связи по типу ИВК-15 и линиями ИР1С. Эти связи рассчитаны на ОС РВ, однако исследуются и альтернативные варианты, требующие меньших затрат по объему ОЗУ в MCI260.

Разработанный на этом этапе функциональный модуль, в отличие от предыдущих решений, реализован полностью на основе промышленных измерительных

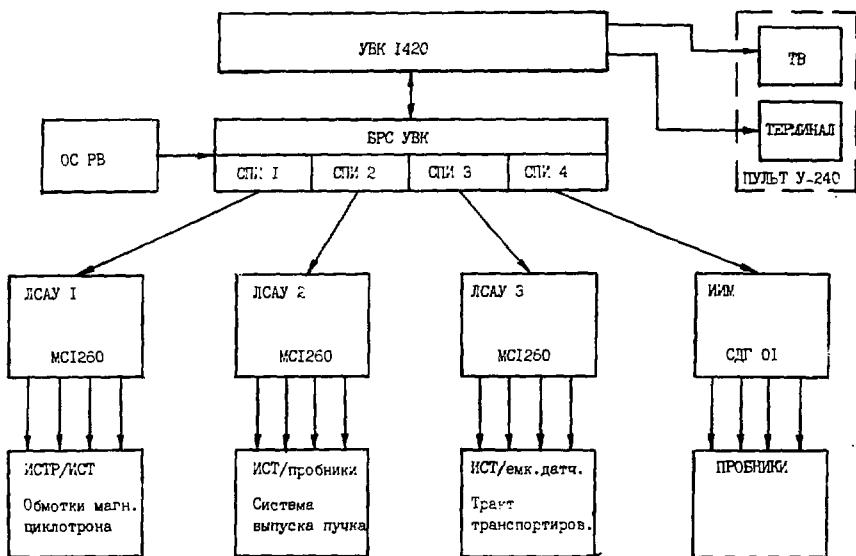


Рис. 1

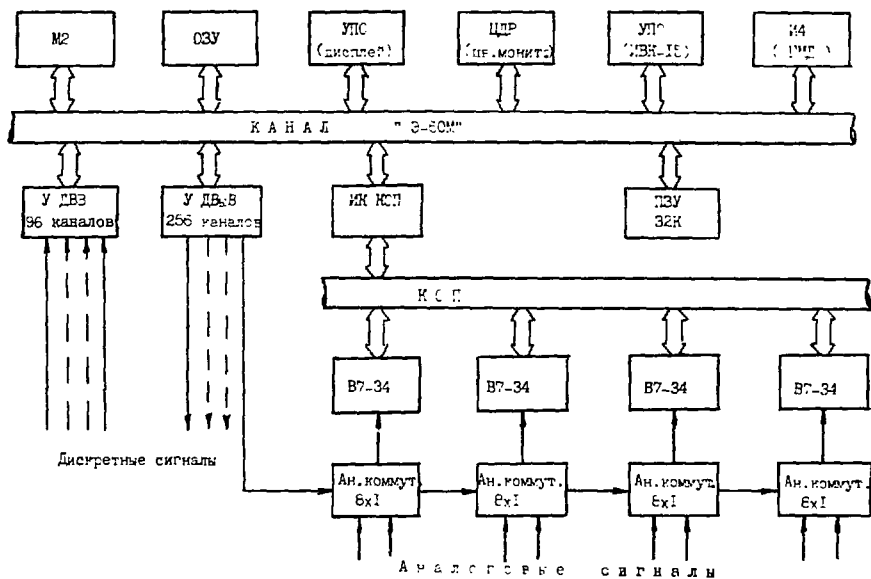


Рис. 2

приборов класса 0,015 - 0,005, соответствующего этим приборам конструктивного стандарта и приборного интерфейса (стойки УТК АСАП, шина КОП и др.). Устройства выдачи управляющих сигналов и приема сигналов дискретного состояния реализованы в стандарте управляющей ЭВМ МС1260. ЭВМ располагается в вдвоенном каркасе. Часть устройств сопряжения модуля (рис.2) используется из заводской номенклатуры ЭВМ "Электроника-60М", часть разработана по соответствующим рекомендациям на используемую микроЭВМ. Для модуля разработаны устройство сопряжения с каналом общего пользования (КОП), сигнальный упрощенный блок сопряжения с ГМД архива, устройства ввода на 96 дискретных сигналов, устройства вывода 128 дискретных сигналов, ПЗУ большой емкости. Созданный модуль имеет следующие параметры:

- |                                    |  |
|------------------------------------|--|
| - точность регулирования           | - до 0,03%   |
| - быстродействие по измерению 32 К | - 4 изм. в секунду                                       |
| - входные аналоговые сигналы       | - +/- 0,1+100 В пост. и пер. тока, сопротивление         |
| - количество аналоговых входов     | - 32   |
| - количество дискретных входов     | - 96   |
| - количество дискретных выходов    | - 256  |
| - объем внешней памяти архива      | - 800 Кбайт  |
| - объем ПЗУ                        | - 16 К.слов  |
| - периферия                        | - дисплей, ЦПМ, цв.монитор, ГМД                          |
| - вых. интерфейс                   | - ИРПР ( ЦПМ ), ИРПС ( дисп. )<br>ИРИС ( связь ), ИВК-15 |

На первом этапе программное обеспечение представлено набором программ управления режимом технологических устройств циклотрона, диагностики их состояния и некоторых программ расчетно-моделирующего назначения согласно разработанной программе автоматизации в данный период / 2 /. Для модулей программы написаны на языке ассемблера микроЭВМ "Электроника-60М" и "Модуль-2". Программы на языке ассемблера / 3 / позволяют вводить с пульта или с ленты и редактировать таблицу режимов источников питания, предварительное "обнуление" регулируемых параметров, равнение их текущих значений с таблицей уставок и выдачу соответствующих команд трехпозиционного регулирования. Диалог с оператором предусматривает выдачу полной таблицы режима на экран или ЦПМ, вывод на ленту для архива таблицы режима. Для диагностики состояния технологического оборудования, в том числе и автоматического поиска неисправностей, разработана программа "КДУ". Программа рассчитана на контроль более 2000 дискретных сигналов на соответствие их состояния установленной таблице. Программа автоматически отождествляет имя аварийного параметра, выдает звуковой сигнал и распечатку на ЦПМ и дисплей аварийного параметра с реальным временем, регистрирует действия оператора в аварийной ситуации.

Программы на "Модуль-2" имеют более целевую ориентацию. Кроме указанных функций они позволяют организовать легкодоступный банк таблиц отлаженных режимов работы ( на ГМД ), имеют расширенные функции редактирования таблиц режимов, более полный протокол распечатки таблицы текущего режима, реализуют ряд удобных обобщенных функций ( общий "сброс" управления от ЭВМ, "запомнить текущий режим" ). На этом языке написаны все программы цветной графики, используемые для формирования мнемосхемы состояния контролируемых параметров.

Программное обеспечение мини-ЭВМ / 2 / , ориентированной на моделирование процессов управления, на данном этапе состоит из диалоговой вычислительной системы-тренажера для оперативного расчета обобщающих пуч-

ка при прохождении различных участков тракта транспортировки пучка. Это комплекс технических и программных средств, позволяющий в удобной форме моделировать, рассчитывать и оперативно отображать на экране цветного графического дисплея с дублированием через плоттер огибающую пучка заряженных частиц для различных конфигураций тракта транспортировки при выбранных оператором значениях управляющих воздействий на его элементы. Программное обеспечение состоит из двух подсистем: подсистемы подготовки и редактирования данных (TRE-DAT) и подсистемы расчета и отображения результатов (TRE-DI). Подсистема подготовки представляет оператору возможность формирования и хранения на диске описания до 20 конфигураций трактов (например, в разные экспериментальные помещения), оперативного выбора любой из них для пользования.

В подсистеме расчета используется классический алгоритм, описывающий процесс транспортировки, аналогично программе "ТРАНСПОРТ". Программа отображения построена на базе интерактивной графической системы "РАСТР" / 4 /, реализованной в международном стандарте GKS. На экран выводится конфигурация тракта с условными обозначениями элементов, огибающие пучка по осям X и Y, сечение физического пучка и оба эмиттанта в этом сечении, таблица значений управляющих параметров и параметры исходного пучка.

Дальнейшим развитием этой системы является ее использование при управлении реальным трактом, когда TRE-DI является устройством отображения реальных параметров, получаемых от модуля управления трактом.

В настоящее время в эксплуатацию вводится система из трех управляющих модулей, а исследования ведутся в плане разработки подходящей структуры модуля измерительного. На первых порах модули используются в режиме измерительных с ограниченными функциями управления. После доработки программ применительно к новым источникам силового питания типа ИСТР-ИССП будет решаться вопрос автоматического управления.

Первый опыт работы с новыми модулями позволяет сделать вывод, что ориентация на промышленные устройства при реализации модуля является оправданной, это позволяет достаточно просто и оперативно создать локальную систему с нужными функциями. Поставленное матобеспечение еще не исчерпало возможности дальнейшего совершенствования функций модулей, поскольку занимает в памяти микроЭВМ объем меньше 18 К. слов. Усложнение функций модулей оправдано еще из тех соображений, что при этом упрощаются требования к функциям ЭВМ верхних уровней и здесь можно применить микроЭМ. Нами, в частности, хорошо испытан вариант применения взамен СМ1420 (в данной структуре) диалогового комплекса ДВК, результаты положительные и открывают перспективу полного освобождения СМ1420 только для расчетных работ и моделирования.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ливев А.Ф. и др. Исследование характеристик циклотрона У-240 в режиме управления от микроЭМ. КИЯИ-86-1, Киев, 1986.
2. Сахно В.И. Задачи и перспективы развития системы управления У-240. КИЯИ-85-21, Киев, 1985.
3. Соколова Н.А. Программное обеспечение модуля автоматизированной системы управления силовым питанием циклотрона У-240. КИЯИ-85-22, Киев, 1985.
4. Гаевенко А.Б., Кумтаев С.Б. Система интерактивной машинной графики "РАСТР". КИЯИ-87-46, Киев, 1987.



## ДАТЧИКИ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А.С.Алимов, В.Г.Геворкян, И.В.Грибов, С.В.Зиновьев, Б.С.Ишханов,  
В.А.Корнеенков, А.Б.Савицкий, В.А.Ушканов, В.И.Шведун, А.В.Шумаков  
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

1. ДАТЧИК ПРОФИЛЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ. Создание систем автоматизированного управления пучками заряженных частиц требует разработки прецизионных датчиков, работающих в линии с ЭВМ. Датчик профиля пучка электронов, описанный в настоящей работе, создан в рамках проекта разрезного микротрона непрерывного действия НИИЯФ МГУ /1,2/.

Действие датчика основано на регистрации электронов, рассеиваемых тонкими нитями, пересекающими пучок. Две вольфрамовые нити толщиной 20 мкм натянуты под углом  $90^\circ$  на латунном каркасе, электроизолированном от корпуса и имеющем токовый вывод через герметичный СВЧ-разъем. Каркас с нитями перемещается с помощью шагового двигателя ДШИ-200-2, управляемого от ЭВМ. Вакуумная развязка обеспечивается сифоном, диапазон перемещения нитей может достигать 35 мм. Минимальный шаг между измерениями—3.75 мкм, максимальный—35 мм. Точность установки верхнего положения определяется срабатыванием концевых выключателей и составляет около 0.5 мм, время измерения зависит от величины шага, диапазона перемещений и постоянной времени фильтра на входе АЦП. Оно меняется в интервале от 10 с до 1 мин.

Управление датчиком профиля пучка осуществляется от ЭВМ "Электроника МС-1201", являющейся одной из станций нижнего уровня системы управления и контроля разрезного микротрона /3/. Одна ЭВМ обеспечивает управление шестью датчиками. Блок-схема системы управления датчиками профиля пучка показана на рис.1.

Взаимодействие управляющей ЭВМ с системой датчиков осуществляется посредством аппаратуры КАМАК, управление всеми шаговыми двигателями производится через один модуль управления шаговыми двигателями (МУШД) и блок усилителей, позволяющий осуществить выбор одного или сразу нескольких шаговых двигателей. Управление выбором производится с помощью выходного регистра КАМАК, а контроль срабатывания концевых выключателей осуществляется через входной регистр.

Токовый сигнал с датчиков пучка преобразуется в напряжение и поступает на 16-канальный АЦП типа МС-8201. Оцифрованный сигнал по оптической линии связи передается на приемник АЦП и на входной регистр КАМАК; номер канала поступает на компаратор, где формируется строб сопровождения данных. Результат измерения профиля пучка передается в графический процессор и может быть записан на диск.

Датчики профиля пучка используются в автоматизированной системе управления линией формирования эмиттанта пучка и будут использованы в других системах резонансного микротрона [2]. Результаты измерения профиля позволяют с высокой точностью определить размеры пучка в двух взаимно перпендикулярных направлениях, оценить с точностью 0.5 мм положение пучка по отношению к электропроводу, величину асимметрии пучка, связанную с aberrациями; на основании полученных данных производится расчет токов фокусирующих и корректирующих элементов. На рис. 2а показан профиль пучка электронов с энергией 100 кэВ и током 100 мкА в центре линии формирования эмиттанта, на рис. 2б - профиль этого же пучка после включения резонатора круговой развертки. Соотношение расстояний между пиками распределений на рис. 2б определяется степенью эллиптичности развертки пучка; изменением фаз и амплитуд сигналов, возбуждающих резонатор, можно добиться равенства расстояний между пиками, т.е. круговой развертки пучка.

## 2. РЕЗОНАТОРНЫЙ ДАТЧИК ПОЛОЖЕНИЯ, ТОКА И ФАЗЫ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ. В НИИЯФ МГУ

разработан резонаторный датчик, возбуждаемый на основной гармонике пучком электронов с частотой следования сгустков 2450 МГц и средним током пучка от 10 мкА до 1мА. Датчик состоит из двух полых цилиндрических резонаторов, изготовленных из нержавеющей стали. Диаметр пролетного канала равен 18 мм. Для измерения тока и фазы пучка использован резонатор на E010 колебании. Внутренний диаметр резонатора выбран таким образом, чтобы его резонансная частота для колебания E010 совпадала с частотой следования сгустков пучка электронов. Выходной сигнал снимался петлей связи, расположенной в боковой стенке резонатора. Размер петли ( $S \approx 2.1 \text{ см}^2$ ) выбран из условия равенства коэффициента связи единице, что обеспечивает максимальную чувствительность датчика. Величина нагруженной добротности  $Q_n \approx Q_0 / (1 + \beta)$ , где  $Q_0$  - собственная добротность,  $\beta$  - коэффициент связи, определяет постоянную времени датчика  $T = Q_n / \pi f_0 = 10^{-7} \text{ с}$ .

Для определения поперечного положения пучка был использован резонатор на E110 колебании. Выходной сигнал снимался с помощью двух штырей связи, расположенных в торцевой крышке резонатора под углом  $90^\circ$ . Коэффициент связи для каждого штыря выбирался равным единице. Развязка между штырями составила 40 дБ. На рис. 3 представлена блок-схема установки, использованной для измерения параметров поля, возбуждаемого пучком в датчике, и обработки сигналов для извлечения информации о положении, токе и фазе пучка. На вход датчика поступали сгустки электронов от прерывателя с энергией 100 кэВ и фазовой протяженностью  $60^\circ$ . Диаметр пучка в месте положения датчика составил 3 мм. СВЧ-сигналы с датчика через маломощные усилители с коэффициентом усиления 36.4 дБ и аттенуаторы 20 дБ подавались на измерительные входы приборов ФК2-18. В качестве опорного использовался СВЧ-сигнал мощностью около 1 мВт, поступавший через направленный ответвитель от линии опорного сигнала. Обработка сигналов с аналоговых выходов ФК2-18 осуществлялась на ЭВМ.

Мощность выходного сигнала датчика тока и фазы на E010 колебании пропорциональна квадрату тока пучка  $P = I^2 Z_T^2$ , где  $P$  - выходная мощность,  $I$  - ток пучка,  $Z_T^2$  - эффективное шунтовое сопротивление. Алгоритм обработки сигналов с датчика тока и фазы имеет следующий вид:

$$I_{pд} = K_I 10^{A_I/20}; \varphi_{pд} = \varphi_I,$$

где  $I_{pд}$ ,  $\varphi_{pд}$  - ток и фаза, измеряемые резонаторным датчиком,  $A_I$ ,  $\varphi_I$  - необходимые ослабления и фазы, измеряемые соответствующим прибором ФК2-18. Калибровочный коэффициент  $K_I$  подбирается экспериментально с использованием цилиндра Фарадея, расположенного в конце линии формирования пучка. На рис. 4а приведена зависимость тока, измеренного датчиком, от тока цилиндра Фарадея. Наклон прямой определяет коэффициент  $K_I$ . Для различных значений тока пучка были проведе-

ны измерения мощности на выходе резонатора, позволившие оценить величину эффективного шунтового сопротивления,  $ZT^2 = 10 \text{ кОм}$ . Эта оценка включает такие факторы, как расстройка резонатора, конечная фазовая протяженность сгустков, конечное время пролета сгустков. Теоретическая оценка нагруженного эффективного шунтового сопротивления без учета указанных факторов составила  $ZT^2 = 67 \text{ кОм}$ . Точность определения тока резонаторным датчиком составляла 5%, фаза пучка  $+1^\circ$ .

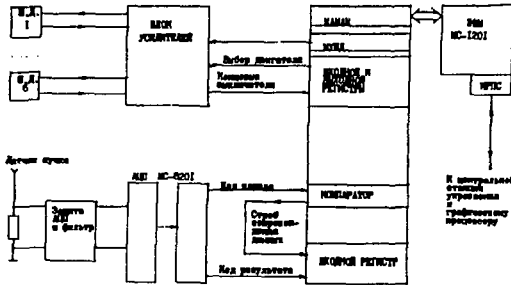


Рис. 1. Блок-схема электроники датчиков пучка.



Рис. 2а. Профиль пучка электронов с энергией 100 кэВ, током 100 мкА.



Рис. 2б. Профиль пучка электронов после включения резонатора круговой развертки.

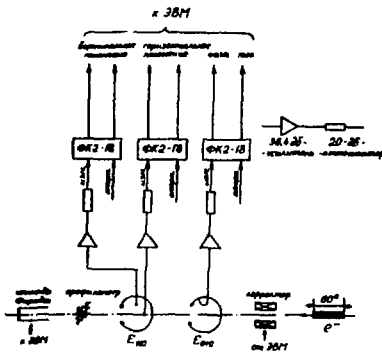


Рис. 3. Блок-схема установки для измерения параметров поля, возбужденного пучком в резонаторном датчике.

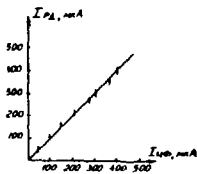


Рис. 4а. Зависимость тока резонаторного датчика от тока цилиндра Фарадея.

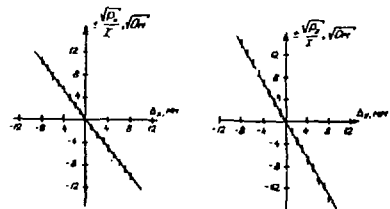


Рис. 4б. Зависимость величин  $\pm \sqrt{\frac{P_{\text{ч}}}{I}}$  от смещения пучка по оси X и Y.

Для датчика положения на E110 колебания мощности выходного сигнала пропорциональна квадрату произведения тока пучка на отклонение от оси,  $P = (I \cdot \Delta_{x,y})^2 Z_T^2$ , где  $\Delta_{x,y}$  - отклонение пучка по оси X или Y,  $Z_T^2$  - эффективное поперечное шунтовое сопротивление. Направление смещения определяется знаком фазы, т.к. при переходе через осевую линию фаза пучка изменяется на  $180^\circ$ . Обработка сигналов с датчика положения осуществлялась на ЭВМ по алгоритмам

$$\Delta_{x,y} = K_{x,y} \cdot I_0 (A_{x,y} - A_T) / 20 \cdot \text{sign}(\varphi_{x,y}),$$

где  $\Delta_x, \Delta_y$  - отклонение пучка по оси X и Y;  $A_T, A_x, A_y, \varphi_x, \varphi_y$  - переходные ослабления и фазы, измеряемые соответствующими приборами ФК2-18. Коэффициенты  $K_{x,y}$  определялись экспериментально. Для калибровки датчика положения производилось смещение пучка с помощью корректора (см. рис.3), управляемого от ЭВМ, в горизонтальном и вертикальном направлениях. Диапазон перемещений составлял  $\pm 12$  мм. Калибровка корректоров в единицах смещения производилась с помощью профилометра (рис.3). Были проведены измерения выходной мощности датчика положения в зависимости от смещения пучка по оси X и Y. На рис.4б показаны графики зависимости величины  $\pm \sqrt{P/I^2}$ , где P - мощность на выходе датчика положения; I - ток пучка, измеренный датчиком тока, от смещения пучка. В диапазоне смещений  $\pm 8$  мм наблюдается линейная зависимость величины  $\pm \sqrt{P/I^2}$  от смещения. Наклон прямых определяет эффективное поперечное шунтовое сопротивление,  $Z_T^2 = 10 \text{ Ом/мм}^2$ . Теоретическая оценка эффективного поперечного шунтового сопротивления резонатора без учета фазовой протяженности сгустков, расстройки резонатора, времени пролета составила  $48 \text{ Ом/мм}^2$ . Точность определения положения пучка составила 0.1 мм в диапазоне смещений  $\pm 4$  мм.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М.И.Горбатов и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯФ МГУ (физическое обоснование). М.: Изд-во МГУ, 1984.
2. А.С.Алимов и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯФ МГУ (состояние работ), препринт НИИЯФ МГУ, 88-012/33, 1988.
3. И.В.Грибов, А.В.Шумаков. Микропроцессорные ср-ва и сист. М.: 1987, 1, с.75.

**СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ УПРАВЛЕНИЯ И СБОРА  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО  
УСКОРИТЕЛЯ**

Л. А. Букколини, А. И. Вагин, А. И. Громов, И. Ю. Кантор,  
В. А. Миронос, В. Д. Сажин, А. Я. Силин

Московский радиотехнический институт АН СССР

Программа экспериментальных работ на сильноточном импульсном ускорителе [1], предназначенном для изучения механизмов коллективного ускорения, включает исследование характеристик сильноточных электронных пучков (СЭП), способов их формирования и транспортировки, возбуждения волн плотности заряда, а также анализ работы технологических систем. Проведение этих экспериментов связано с получением и обработкой большого объема информации. Особенностью ускорителя является импульсный характер его работы с достаточно большой скважностью. Это приводит к поступлению значительной части информации за короткий промежуток времени и требует высокой стабильности режимов работы систем для обеспечения повторяемости параметров пучка от цикла к циклу.

Описываемая ниже система предназначена для автоматизации контроля и управления работой ускорителя, оперативного сбора и анализа данных о параметрах пучка, а также для накопления и обработки результатов экспериментов. В состав системы входит комплекс технических средств, системное и прикладное программное обеспечение. Комплекс технических средств (рис. 1) выполнен на базе центральной ЭВМ СМ, двух периферийных ЭВМ "Электроника-60", соединенных с центральной волоконно-оптической линией связи длиной около 100 метров, а также аппаратуры в стандартах ВЕКТОР и КАМАК. Непосредственное управление измерительными и исполнительными устройствами осуществляется автономными микропроцессорными устройствами (МПУ) [2].

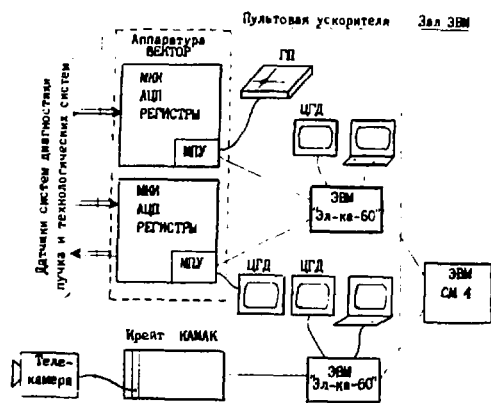


Рис. 1. Структура комплекса технических средств.

Измерение формы сигналов микросекундной длительности с датчиков систем генерации и диагностики пучка осуществляется с помощью быстрых АЦП, имеющих точность 1,5-2%, частоту дискретизации до 10 МГц и встроенную буферную память объемом 1 Кбайт. Для измерения постоянных и медленно изменяющихся сигналов (с полосой частот до 10 кГц) с магнитной системы и ряда технологических систем (вакуумной, газовой и других) используются многоканальные измерительные устройства (МКИ). На каждом из 32-х каналов МКИ установлены индивидуально стро-ируемые схемы выборки и хранения, обеспечивающие точность измерения  $\pm 0,1\%$  при диапазоне входных сигналов  $\pm 5$  В. Кроме того, в состав системы входят исполнительные устройства на основе ЦАП, регистры ввода-вывода дискретной информации, таймеры и ряд других.

Отображение информации в алфавитно-цифровом и графическом виде осуществляется на цветных графических дисплеях (ГД), терминалах ЭВМ, графопостроителе.

На базе одного из МКУ реализована подсистема контроля технологического оборудования ускорителя и управления зарядными устройствами генератора ионного напряжения и источниками питания магнитных систем. Она обеспечивает подъем и стабилизацию заданных уровней зарядных напряжений с точностью  $\pm 0,3-0,5\%$ , контроль и отображение динамики процессов зарядки, а также основных параметров систем на отдельном ГД, обнаружение отклонений от нормальных режимов, регистрацию и накопление данных для ведения "журнала" установки и последующего анализа работы систем.

Одна из ЭВМ "Электроника-6С" с подключенными к ней крайтом ЦАММ и ГД предназначена для сбора и отображения данных с телевизионного измерительного канала при регистрации светящихся объектов (катодно-анодной плазмы, торцевых портретов пучка и других).

Системное программное обеспечение включает многопользовательскую операционную систему (ОС) RSX-11/M для центральной ЭВМ, ОС RSX-11/S для периферийных ЭВМ и специализированный пакет программ для связи центральной и периферийных ЭВМ. Связной пакет предназначен для обмена сообщениями и синхронизации задач, выполняемых в разных ЭВМ системах, а также обеспечивает работу терминалов периферийных ЭВМ в режиме удаленных терминалов центральной ЭВМ. Выбор операционных систем этого типа обусловлен необходимостью параллельного и независимого выполнения задач в нескольких ЭВМ и одновременной разработке программ на центральной ЭВМ.

Основы и компоненты прикладного программного обеспечения [3] являются унифицированной системой сбора информации, комплексе программ для обработки и отображения результатов физических экспериментов в интерактивном режиме, а также программ для автономных процессорных устройств.

Унифицированная система обеспечивает:

- диалоговую настройку аппаратуры на данный эксперимент, которая заключается в заполнении с терминала специальных таблиц, определяющих состав используемых устройств и режим их работы, соответственно регистрируемых сигналов измерительными каналами, масштабные коэффициенты;
- управление порядком считывания данных с устройств и форматы записи их в файлы внешней памяти;
- выбор режимов первичной обработки измеренной информации и форм оперативного отображения результатов в графической и алфавитно-цифровой форме.

Программное обеспечение обработки экспериментальной информации основано на использовании банка данных, который представляет собой надстройку над стандартной файловой системой RSX-11M. Оно включает программы, обеспечиваю-

шие стандартные процедуры работы с файлами (редактирование, поиск и выборка данных по ключам), реализующие вычислительные алгоритмы в соответствии с требованиями физических задач и графическую интерпретацию содержимого файла с результатами измерений или обработки.

В общем случае в каждом цикле работы установки создается два файла: паспортный, в котором содержатся спецификации всех измеренных сигналов, а также значения однократных измерений, и информационный, в котором в виде отдельных записей содержатся результаты многократных измерений (одномерные массивы при регистрации, например, формы сигналов или двумерные при оцифровке плоских изображений с телевизионных камер).

Собственно обработка результатов физических экспериментов ведется, как правило, по информации, накопленной за несколько циклов. Диалоговые средства позволяют пользователь-физику запрашивать необходимую информацию из банка данных, настраивать требуемый режим обработки и оперативно изменять форму и параметры отображения результатов на экране цветного графического дисплея (с помощью световой функциональной клавиатуры или сенсорной панели). Процесс обработки может проводиться как непосредственно в пультовой ускорителя, так и на центральном пульте в машинном зале. Программное обеспечение сбора и обработки данных написано на языке Фортран и имеет структуру, допускающую включение новых модулей при развитии системы. Использование банка данных позволяет вести разработку программ сбора и обработки независимо друг от друга.

Программное обеспечение автономных процессорных устройств включает кросс-средства разработки программ (транслятор с языка ассемблера, редактор связей, отладчик), комплект тестовых программ для проверки и настройки аппаратуры, а также ряд рабочих программ, предназначенных для контроля и управления энергетикой накопителей и отработки методик и аппаратуры измерения различных сигналов в автономном режиме. Значительная часть этих программ "защита" в ПЗУ процессоров. При работе в комплексном режиме в АПУ загружаются программы так называемых "виртуальных измерительных каналов", которые делают процессы "прозрачными" для программ верхнего уровня системы, обеспечивая им доступ к измерительным устройствам.

В настоящее время на ускорителе внедрен ряд задач диагностики пучков и управления системой. Так, например, в задаче измерения пространственно-временного распределения плотности тока с помощью  $\rho_{10}$ -диодной матрицы [4] производится регистрация и накопление за несколько шлюзов данных о форме сигналов микросекундной длительности с датчиков рентгеновского излучения, тока и энергии пучка. Обработка полученных данных (примерно 30-50 Кбайт) заключается в нормировке результатов измерений на чувствительность датчиков с учетом спектральной зависимости от энергии (рис.2), пересчете радиальной координаты

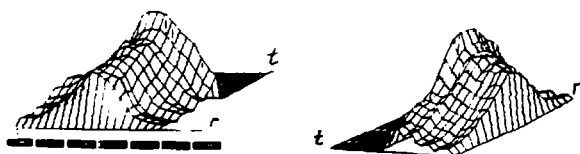


Рис.2. Пространственно-временное распределение плотности тока в трубке пучка (интервал сетки по радиусу  $-1\text{мм}$ , по времени  $-1\text{мкс}$ ).

и формировании на экране дисплея двумерного профиля трубчатого пучка как функции времени. Повторяя эту процедуру многократно, можно получить зависимость количественных характеристик пучка (плотности тока, эквивалентного радиуса и толщины трубки пучка) от внешних условий инжекции и транспортировки. С помощью системы автоматизации водятся эксперименты по исследованию режимов работы септационного электронного диода, измерению характеристики волн плотности зарядов и изучению спектрального состава нонных потоков; проводится сложная комплексная диагностика измерений, связанных с динамическим формированием пучковых полей с различными пространственными распределениями. Использование средств автоматизации позволяет существенно повысить эффективность экспериментальных исследований за счет более продуктивного использования установки (сокращения времени проведения эксперимента, своевременного обнаружения отклонений в работе систем, автоматической диагностики некоторых отклонений и т.д.). В результате в десятки (но некоторые эксперименты в десятки раз) времени на обработку результатов.

#### Литература

1. Казанский М.И. и др. Септационный электронный ускоритель низкого энергетического диапазона для исследования коллективных методов ускорения. Докл. науч.-научного узла и центра ускорителей замкнутых частиц. М.: ИИВ, 1989, т. 10, с. 3-6.
2. Кантор А.И., Миронов В.А., Ушин Р.С. Автономное процессорное устройство системы автоматизации септационного электронного ускорителя. Докл. науч.-научного узла и центра ускорителей замкнутых частиц в ускорителях. М.: ИИВ, 1989, т. 10, с. 1-4.
3. Бачин А.И., Прокоп А.И., Билин А.И. Автоматическое обеспечение систем сбора и обработки информации с экспериментальных стендов ИИВ. Докл. Тезисы докладов 4-го Всесоюзного семинара по обработке физических данных - ИИВ, Москва, 27-31 мая 1988 г. Брян, Брянск, 1988, с. 101.
4. Мадячев В.В., Билин А.И. Изменения пространственно-временного распределения плотности тока в  $\text{pin}$ -диодной структуре. - Докл. ИИВ, т. 10, с. 1-4.



## АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ЧАСТОТОЙ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ В СИНХРОТРОНЕ У-10

Н.Н. Алексеев, В.П. Заводов, Ю.М. Златов, В.П. Пискунов, А.С. Рябцев

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Новая система управления радиочастотой ускоряющего поля разработана для синхротрона У-10 в связи с его переоборудованием для ускорения ионов / 1 /. Т.к. синхротрон должен ускорять ионы разных типов от водорода до урана, т.е. ионы с разными  $Z/A$ , от системы требуется способность легко перестраиваться с одного типа ускоряемых ионов на другой. Интенсивности ионов, особенно самых тяжелых, будут низкими, поэтому наблюдение за положением пучка и введение обратных связей окажется затруднено. В таких условиях необходимо достаточно точное расчетное воспроизведение частоты ускоряющего поля в функции от индукции ведущего магнитного поля синхротрона. Дополнительная особенность системы связана с необходимостью изменять в процессе ускорения кратность частоты ускоряющего поля. Ускоряющие станции У-10 работают в частотном диапазоне  $1 + 5$  МГц, т.е. их коэффициент перестройки по частоте  $K_f = 5$ . Ионы могут ускоряться на У-10 до энергии, определяемой максимальным значением  $V_f = 30$  Т·м. Энергия инжекции соответствует  $V_f = 0,7$  Т·м. Т.о., частота обращения нерелятивистских ионов может изменяться в  $K_0 = 40$  раз. Несоответствие между  $K_f$  и  $K_0$  предполагает преодолевать многоступенчатой схемой ускорения с перезахватом ускоряемых частиц на низшую кратность частоты ускоряющего поля. Подобная схема ускорения ионов не нова; она используется, в частности, на синхрофазотроне ОИЯИ / 2 /.

Структура системы. Основные элементы системы показаны на рисунке. При ускорении ионов связь частоты ускоряющего поля с магнитным полем синхротрона определяется формулой

$$f(B) = \frac{hc}{L} \cdot \left( 1 + \left( \frac{\Lambda mc^2}{ZeBf} \right)^2 \right)^{-1/2}, \quad (1)$$

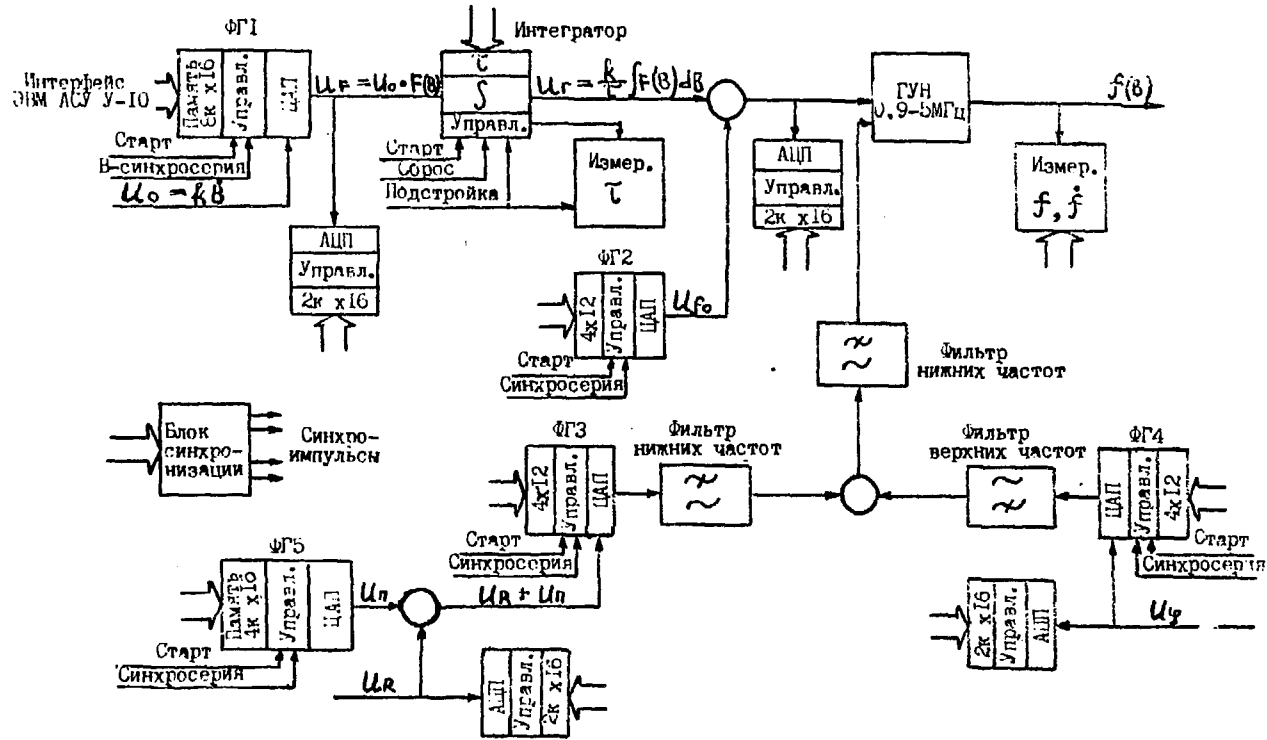
где  $\Lambda, Z$  - атомный вес и зарядовое число иона,  $m$  - атомная единица массы,  $L$  - длина орбиты.

Система должна вырабатывать функцию вида (1) на выходе блока ГУН - генератора, управляемого напряжением. Выходная функция ГУН связана с его входной (задающей) функцией  $U_f(B)$  через модуляционную характеристику генератора. Задающая функция ГУН формируется схемой, составленной из последовательно включенных блоков функционального генератора напряжения ФГ1 и интегратора. ФГ1 построен на основе микропроцессорного контроллера памяти / 3 / и воспроизводит на своем выходе ступенчатую функцию

$$U_B(t, B) = U_B(t) \cdot F(B), \quad (2)$$

где  $U_B(t) = k \dot{B}(t)$  - функция напряжения, пропорциональная производной индукции магнитного поля синхротрона, подаваемая на вход ФГ1;  $F(B) = F_i$  при  $B \in [B_i, B_{i+1}]$ ,  $i = 1, \dots, 1023$  - ступенчатая функция, значения которой определяются таблицами  $\{F_i\}$  и  $\{B_i\}$ , размещенными во внутренней памяти ФГ1. Моменты изменения значений  $F(B)$  тактируются синхросерией импульсов В-таймера.

Блок интегратора преобразует ступенчатую функцию (2), зависящую явно от  $t$  и  $B$ , в кусочно-гладкую функцию



Функциональная схема системы управления частотой ускоряющего поля.

$$U_r(B) = \frac{k}{\tau} \int F(B) dB, \quad (3)$$

которая зависит явно только от  $B$ , поэтому может быть использована в качестве задающей функции блока ГУН.

Настройка канала управления частотой состоит в определении функции  $F(B)$ , такой, чтобы с учетом преобразования (3) и модуляционной характеристики ГУН получить на его выходе функцию связи частоты ускоряющего поля с магнитным полем синхротрона, заданную выражением (1).

При многоступенчатой схеме ускорения область определения функции  $F(B)$  разбивается на соответствующее количество отрезков. На каждом отрезке начальное значение частоты задается блоком ФГ2, а функция  $F(B)$  подбирается с учетом изменения коэффициента кратности  $h$  в выражении (1). Канал обратной связи (по сигналу, полученному от пучка), если он используется, иницируется перед началом каждого этапа ускорения. Блоки ФГ3, ФГ4 обеспечивают регулирование коэффициентов обратной связи по положению пучка и фазе ускоряющего напряжения в цикле ускорения. Блок синхронизации генерирует необходимые цепочки импульсов для всех элементов системы.

Программное обеспечение. Практический способ расчета функции  $F(B)$  для произвольного типа ионов может быть основан на выражении искомой функции через известную функцию для другого типа ионов:

$$F(B) = F_0(B) \frac{h}{h_0} \frac{A}{A_0 Z} \frac{Z_0}{Z} \left( \frac{1 + (A_0 m c^2 / Z_0 e B F)^2}{1 + (A m c^2 / Z e B F)^2} \right)^{3/2}. \quad (4)$$

Хорошее приближение  $F(B)$  удается также получить, используя выражение

$$F(B) = \frac{\tau}{k} \frac{dU_r}{df} \frac{hc}{L} \frac{Amc^2}{ZeBF} \frac{1}{B} \left( 1 + \left( \frac{Amc^2}{ZeBF} \right)^2 \right)^{-3/2}, \quad (5)$$

полученное из (3) дифференцированием по  $B$ .

Программное обеспечение системы, составленное на Юдаде, выполняет четыре группы функций: начальную настройку системы, оптимизацию режима системы на максимум интенсивности ускоряемого пучка, измерение и подстройку параметров системы, сохранение и воспроизведение режима системы для разных типов ионов.

Начальная настройка системы включает в себя измерение и аппроксимацию характеристики генератора, расчет функции  $F(B)$ , подбор управляющих уставок и информационных таблиц ФГ1 и интегратора.

Функцию  $U_r(f)$  для генератора, задействованного в системе, оказалось возможным аппроксимировать с высокой точностью по измерениям модуляционной характеристики генератора суммой из небольшого числа слагаемых вида

$$U_r(f) = \sum_{k=0}^3 A_k f^{\alpha k}, \quad (6)$$

где коэффициенты  $A_k$ ,  $k = 0, 1, 2, 3$ , находятся методом наименьших квадратов, а оптимальное значение параметра  $\alpha$  определяется варьированием около единицы. Полученное таким образом выражение

$$U_r(f) = -0.4634 + 0.5574 \cdot f^{1.35} + 0.0191 \cdot f^{2.7} + 0.682 \cdot 10^{-3} \cdot f^{4.05} \quad (7)$$

обеспечивает для нашего генератора приближение его задающей функции с точностью  $10^{-5}$ . Дифференцируя (7) и подставляя в (5), получаем выражение, по которому рассчитывается управляющая таблица ФГ1. Масштабирующий коэффициент, заданный в (5) отношением  $\tau/k$ , выбирается таким, чтобы максимально использовать динамический диапазон цифроаналогового преобразователя ФГ1.

Величина  $\tau$  постоянной времени интегрирования подбирается под расчетное значение  $df/dv$  при некотором значении  $v$ . Начальное значение частоты  $f_0$  для каждого этапа ускорения задается выходным напряжением ФГТ.

Оптимизация параметров системы на максимум интенсивности ускоренного пучка строится на основании априорной информации и включает в себя этап тонкой настройки блока синхронизации и функции  $F(v)$ . В процессе оптимизации выполняются следующие операции: устанавливается оптимальное значение  $\Psi(v_0) = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)_0$  - начального рассогласования среднего импульса частиц и магнитного поля; согласовывается начальная частота ускоряющего поля со средним импульсом частиц и величиной  $\Psi(v_0)$ ; устанавливается оптимальное значение  $\Psi' = \left.\frac{d\Psi}{dv}\right|_{v_0}$ ; формируется плавный переход к  $\Psi'(v) = 0$  при оптимальном значении  $\Psi(v)$ . Оптимизация режима ускорения пучка высокой интенсивности заканчивается настройкой каналов обратной связи по положению пучка и фазе ускоряющего напряжения. При низкой интенсивности пучка необходимо рассчитать поправку к  $F(v)$ , обеспечивающую ускорение с заданной величиной  $\Psi(v)$ . Информация, позволяющая воспроизвести режим работы системы для ускорения одного типа иона по заданной схеме, составляет около 10 Кбайт.

Измерительные модули, показанные на рисунке, позволяют контролировать динамические сигналы напряжений канала управления частотой и канала обратной связи, постоянную времени интегратора  $\tau$ , а также выходную частоту  $f(\beta)$  и крутизну  $f'(\beta)$  генератора. Постоянная времени интегратора измеряется и подстраивается в каждом цикле ускорения. Остальные сигналы контролируются по требованию оператора.

**Тестирование системы.** Приведенная структурная схема системы, а также описанные процедуры ее настройки, включая перезахват пучка на низшую кратность частоты ускоряющего поля, проверялись на У-10 в режиме ускорения протонов. Расчетная функция  $F(v)$  обеспечила относительное отклонение выходной функции генератора  $f(\beta)$  от идеальной зависимости (1), не превышающее  $10^{-4}$ . Мы полагаем, что такая точность воспроизведения  $F(\beta)$  будет достаточной для ускорения на У-10 ионов любого типа.

При использовании системы в режиме ускорения протонов без введения обратных связей по положению пучка и фазе ускоряющего напряжения наблюдалось возбуждение когерентных синхронных колебаний на частоте 600 Гц - основной гармонике пульсаций магнитного поля синхротрона. Синхротронные колебания приводили к потере части пучка. В режиме ускорения ионов опасность возбуждения когерентных синхротронных колебаний не столь велика, т.к. резонансная частота синхротронных колебаний достигается при существенно более высоком уровне магнитного поля синхротрона и, соответственно, более низком относительном уровне пульсаций. Если высказанные предположения не оправдаются, потребуются организация дополнительного канала управления генератором по сигналу пульсаций магнитного поля.

#### Л и т е р а т у р а

1. N.N.Alexeev et al. ITRF Complex for Proton and Heavy Ion Acceleration. ITRF Trans. on Nucl. Sci., 1985, Vol. NS-32, N5, p.1693.
2. Ю.Д. Безногих и др. Препринт ОИИИ, 4214, Дубна, 1968.
3. В.П. Пискунов и др. Препринт ИТЭФ, № 89, 1988.

## БЕСКОНТАКТНЫЙ КОНТРОЛЬ ПОПЕРЕЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ УСКОРЕННОГО ПУЧКА

П.Э.Комиссаров, В.Г.Михайлов, В.А.Резвов, В.И.Склярченко, Л.И.Юдин  
Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

Как уже сообщалось [1], на циклотроне ИАЭ им.И.В.Курчатова ведутся работы по развитию средств бесконтактной диагностики ускоренного пучка. Использование метода регистрации заряженных частиц, образованных при ионизации ускоренным пучком остаточного газа ионопровода, а также применение позиционно-чувствительного электронного умножителя на микроканальных пластинах позволило с высокой чувствительностью и помехозащищенностью регистрировать микроструктуру пучка, его интенсивность и проекцию его сечения по одной из координат (профиль пучка). Достигнутая чувствительность составляет  $\sim 10^{-9}$  А и лучше в зависимости от давления в месте расположения датчика, что обеспечивает измерения при всех рабочих режимах циклотрона.

В работе [3] предложен ионизационный способ контроля поперечного распределения пучка синхротрона по двум координатам, т.е. сдвоенный профилометр, однако сообщений о практической реализации предложения нет. Работоспособность способа основана на том, что в плоскостепенном электрическом поле извлекаемого конденсатора заряженные частицы приобретают кинетическую энергию, пропорциональную расстоянию до извлекающего электрода. Было предложено анализировать кроме пространственного распределения ионизационных частиц их распределение по энергиям путем торможения их электрическим полем дополнительной сетки, соединенной с источником переменного (пилообразного) напряжения (рис.1). В этом случае пространственное распределение ионизационных частиц соответствует профилю пучка по одной координате, зависимость количества частиц на токоприемнике от напряжения на анализирующей сетке характеризует профиль пучка по другой ортогональной координате [2].

Одним из основных преимуществ применения прецизионного высоковольтного генератора пилообразного напряжения, синхронизованного с измерительной аппаратурой, существенно ограничивает возможности использования датчиков такого типа для контроля параметров пучка во многих точках ионопровода, особенно при выполнении требований к времени получения данных о распределении исследуемого пучка.

В работе [3] был предложен новый способ измерения поперечного распределения зарядов в пучках заряженных частиц. Суть предложения состоит в том, что после извлечения ионизационных частиц из них формируется ленточный пучок, например, пропуская ионизационные частицы через щель в извлекающем электроде (рис.2). Пространственное распределение частиц в ленточном пучке соответствует распределению контролируемого пучка по координате, перпендикулярной направлению извлечения, а их энергетическое распределение соответствует распределению контролируемого пучка по координате, совпадающей с направлением извлечения. Электрическим полем анализирующего конденсатора, перпендикулярным к образуемой ленточного пучка ионизационных частиц, последние отклоняются на двухмерный позиционно-чувствительный токоприемник, например на вход электронно-оптического преобразователя (ЭОП). В этом случае на экране ЭОП будет сформировано оптическое изображение, распределение яркости которого

соответствует распределению пучка в поперечном сечении, проходящем через формирующую щель извлекающего электрода перпендикулярно оси ионопровода. Следует подчеркнуть, что масштаб передачи размеров контролируемого пучка в направлении извлечения будет нелинейным, поскольку тангенс угла отклонения  $\alpha$  ионизационных частиц в поле анализирующего конденсатора, а значит, и величина отклонения  $Y$  связана с кинетической энергией частиц  $W$ , пропорциональной удаленности места их рождения от извлекающего электрода  $X$  (см. рис. 2) обратной зависимости, т. е.  $Y \sim \operatorname{tg} \alpha \sim \frac{1}{W} \sim \frac{1}{X}$ .

Существует, однако, вариант реализации предложенного способа контроля поперечного распределения зарядов в пучке ускоренных частиц, позволяющий обойти указанную трудность. Здесь анализирующий конденсатор расположен под углом  $45^\circ$  к направлению движения ленточного пучка, причем входная пластина анализирующего конденсатора снабжена щелью, соосной формирующей щели в извлекающем электроде, а двумерный позиционно-чувствительный токоприемник (СОТ) размещен на внутренней поверхности входной пластины анализирующего конденсатора (рис. 3). Нетрудно показать, что в этом случае размер изображения пучка на токоприемнике будет линейно связан с размером контролируемого пучка. В самом деле, раскладывая скорость  $v$  ионизационных частиц на составляющие  $v_H$  и  $v_V$  относительно поверхности пластин анализирующего конденсатора, имеем  $v_V t - \frac{\alpha t^2}{2} = 0$ ,  $y = v_H t$ , где  $t$  - время движения частиц в тормозящем поле анализирующего конденсатора,  $\alpha = \frac{e E_n}{m}$  - ускорение частицы,  $E_n$  - напряженность электрического поля,  $e$  - заряд частицы,  $m$  - масса частицы,  $y$  - расстояние от входной щели до места попадания частицы на токоприемник. С учетом того, что  $v_V = v_H = \frac{v}{\sqrt{2}}$  и  $v = \sqrt{\frac{2 \cdot e E_n \cdot X}{m}}$ , где  $E_n$  - напряженность извлекаемого поля,  $X$  - расстояние от места рождения ионизационной частицы до извлекающего электрода,  $y = \frac{2 v_H \cdot v_H \cdot m}{e E_n} = \frac{v^2 m}{e E_n} = 2 \cdot \frac{E_n}{E_n} \cdot X$ .

Если  $2 \frac{E_n}{E_n} = 1$ , т. е.  $E_n = 2 E_u$ , то  $y = X$ , и в этом случае масштаб передачи размеров контролируемого пучка по обеим координатам равен 1 и не зависит от значения напряженности электрического поля. Абсолютное значение этих напряженностей следует выбирать исходя из необходимого пространственного разрешения датчика из условия  $v \gg v_0$ , где  $v_0$  - начальная скорости частиц при ионизации. Практика показывает, что при характерных размерах  $\sim 100$  мк напряженность извлекаемого поля  $E_n \geq 1$  кв/см.

Следует отметить, что предложенный датчик обладает повышенной помехоустойчивостью к помехе, обусловленной ореолом контролируемого пучка и связанной с ним эмиссией частиц с элементов конструкции датчика, поскольку набравшая или энергия лежит за пределами контролируемой области.

На рис. 4 показаны поперечные сечения пучка шимитрона, полученные традиционным способом путем регистрации свечения микатунды (а) и с применением обсуждаемого датчика при извлечении поперечной компоненты (б). Сравнение подтверждает правильную передачу масштаба изображения пучка по обеим координатам. Чувствительность датчика при давлении в ионопроводе  $\sim 10^{-3}$  Торр составляет несколько наносекунд на пучке протонов  $\sim 30$  МэВ, пространственное разрешение по обеим координатам  $\sim 1$  мм, время формирования изображения сечений пучка при осре поперечной компоненты составляет  $\sim 40 - 100$  нс.

Использование возможности машинной обработки телевизионных изображений [5] позволяет по двум разнесенным датчикам определять положение и угол падения тока на физической поверхности, недоступной для непосредственных измерений (рис. 5). Широкое применение датчиков такого типа в тракте транспортировки позволит перейти к задаче оптимизации пучка по заданным параметрам.

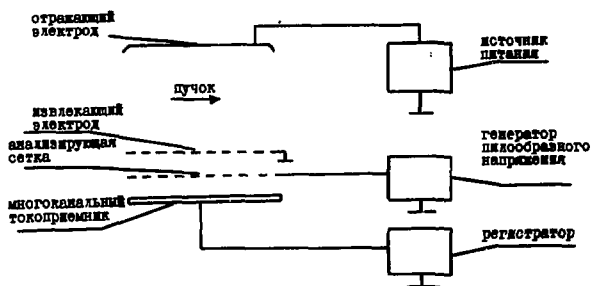


Рис.1. Способ измерения поперечного распределения в пучках заряженных частиц.

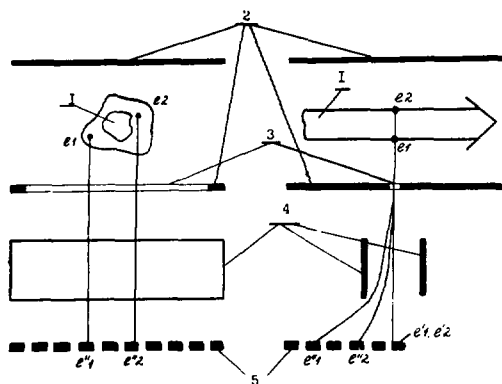


Рис.2. Способ измерения поперечного распределения в пучках ускоренных частиц. I - исследуемый пучок, 2 - конденсатор, формирующий извлекающее электрическое поле, 3 - формирующая щель, 4 - конденсатор, формирующий отклоняющее электрическое поле, 5 - измерительные электроды матричного коллектора,  $e'1, e'2$  - образующиеся при ионизации частиц.

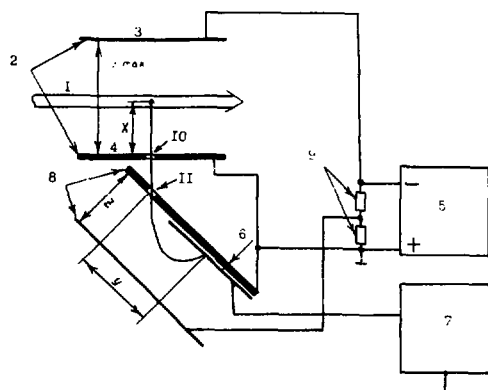
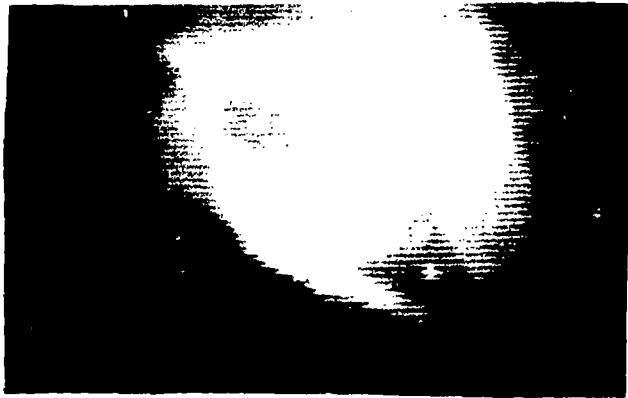


Рис.3. Ионизационный датчик распределения плотности пучка заряженных частиц.

I - исследуемый пучок, 2 - извлекающий конденсатор, 3, 4 - отрицательный и извлекающий электроды, 5 - источник постоянного напряжения, 6 - двухкоординатный позиционночувствительный детектор, 7 - схема регистрации, 8 - анализирующий конденсатор, 9 - резистивный делитель, 10 - щель в извлекающем электроде, 11 - щель во входной пластине анализирующего конденсатора.



a



b

Fig. 4. (a) Image of a particle. (b) Image of a particle. The image is a result of spectral analysis of the image.

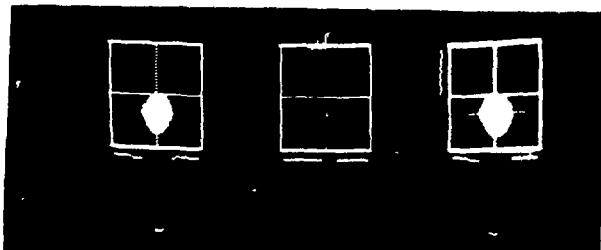


Fig. 5. Image of a particle. (a) Image of a particle. (b) Image of a particle. (c) Image of a particle. (d) Image of a particle. (e) Image of a particle.



В заключение следует подчеркнуть, что рассмотренный датчик сечения пучка без каких-либо принципиальных ограничений может применяться на ускорителях самых различных типов на импульсных и непрерывных пучках, на различных типах ускоряемых частиц и т.д. При этом верхний предел динамического диапазона интенсивностей исследуемого пучка ограничен его максимальной зарядом.

#### Л и т е р а т у р а

1. Комиссаров Н.В., Михайлов В.Г. и др. Многофункциональный датчик параметров пучка циклотрона. Труды Девятого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т. I, с. 109.
2. Layer F. On-line diagnostic at GANIL. XIYCC, Tokyo, 1986.
3. Длин В.В. Способ измерения поперечного распределения в пучках заряженных частиц. А.С. № 556697. Бюллетень "Открытия и изобретения", № 39, 1977, с. 230.
4. Резлов В.А., Длин В.В. Способ измерения поперечного распределения плотности зарядов в пучках заряженных частиц. Авторское свид. № 1392645. ОИ, № 16, 1988, с. 254.
5. Комиссаров Н.В. и др. Оперативный контроль выведенного пучка циклотрона. Труды десятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, с. 61.

## АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА СИНХРОФАЗОТРОНА

А.Н.Баландинов, Б.В.Василишин, В.И.Волков, В.М.Горючко, И.И.Куликов,  
А.Д.Никитин, С.В.Романов, И.Н.Семенюшкин, В.И.Цовбун

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

За последние годы в результате модернизации ускорительного комплекса синхрофазотрона значительно повышена интенсивность и расширен набор ускоряемых ядер, в экспериментальных корпусах созданы новые каналы пучков частиц в широком интервале энергий.

Однако существующая система мер радиационной безопасности, в том числе радиационный контроль, в силу ограниченных возможностей допускала работу ускорителя с интенсивностью не более  $5 \cdot 10^{10}$  нуклонов/цикл, тогда как синхрофазотрон может ускорять протоны и дейтроны с интенсивностью  $10^{12}$  нуклонов/цикл.

Создаваемая на базе ЭВМ автоматизированная система контроля радиационной безопасности (АСКРБ), первая очередь которой введена в эксплуатацию в начале 1988 г., позволяет решать следующие задачи:

1. Сбор, обработку и накопление информации от 32 датчиков нейтронного излучения, расположенных на территории ускорительного комплекса.
2. Оперативное отображение информации на экранах цветных телевизионных мониторов.
3. Отключение ускорителя при превышении предельных значений доз или возникновении аварийных ситуаций.
4. Автоматическую распечатку протоколов радиационной обстановки за смену, сутки, месяц.
5. Анализ временного распределения интенсивности излучения в каждом цикле синхрофазотрона.
6. Проведение экспериментов по исследованию радиационной обстановки с целью оптимизации режимов работы ускорителя.

АСКРБ базируется на управляющем вычислительном комплексе МЭРА-60 с набором внешних устройств и электронной аппаратуры в стандарте КАМАК, обеспечивающих решение поставленных перед системой задач (рис.1).

В качестве детекторов излучения используются газоразрядные счетчики медленных нейтронов СММ-14 в комбинированном замедлителе. Информация от датчиков, обработанная усилителем-формирователем и дискриминатором, поступает на входы счетчиков, каждый из которых представляет собой программно-управляемый модуль и включает четыре независимых 12-разрядных двоичных счетчика с выводом информации на магистраль КАМАК.

Измерение распределения интенсивности излучения во времени производится с помощью специализированных модулей, представляющих собой четыре независимых 16-разрядных двоичных счетчика импульсов, сумматор и гистограммирующую и буферную память. Модуль позволяет обрабатывать информацию в 256 временных интервалах.

Вывод информации на цветные телевизионные мониторы производится через интерфейсы ПП, которые представляют собой полупроводниковую память, информация из которой циклически читается и высвечивается на экране.

Синхронизация работы программного обеспечения системы с циклом ускорителя осуществляется через входной регистр, на входы которого передаются соответствующие синхросигналы.

Временные интервалы фиксируются с помощью часов реального времени.

Четырехканальный 10-разрядный аналого-цифровой преобразователь с буферной памятью 4К слов/канал используется для обработки сигналов с датчиков главного магнитного поля синхрофазотрона, радиального положения и интенсивности ускоренного пучка.

Программируемый таймер, вырабатывающий серии тактовых импульсов, управляет работой АЦП и измерителя временных спектров в режиме исследования временной структуры интенсивности излучения.

Управляющие сигналы, вызывающие отключение ускорителя, включение звуковой сигнализации и печатающего устройства, передаются через выходной релейный регистр.

Для выбора режимов работы используется кнопочная панель, подключенная к магистрали КАМАК через специальный интерфейс.

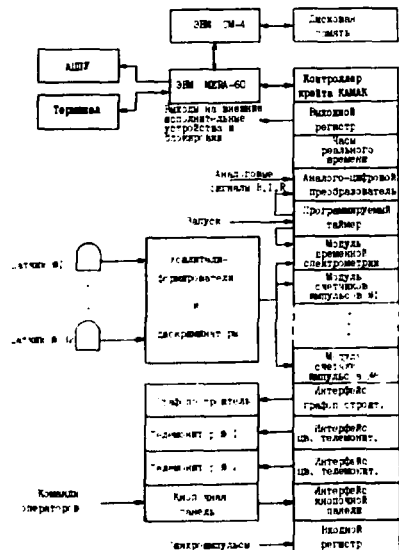


Рис. 1. Блок-схема АСКРЕ.

Обработка и представление данных о радиационной обстановке на ускорительном комплексе производится в каждом цикле работы ускорителя. В настоящее время АСКРЕ позволяет оператору получать на экранах телемониторов информацию 3-х видов.

1. Величины накопленных доз или средних (за смену, сутки, месяц) мощностей: доз нейтронного излучения, а также мощностей доз за прошедший цикл ускорителя в алфавитно-цифровом виде для всех контрольных точек (рис.2). Эти данные представляются совместно с изображенной в масштабе схемой ускорительного комплекса с указанием мест расположения датчиков и интервала времени, в течение которого происходило накопление информации.

2. Величины накопленных доз в точках контролируемой и санитарно-защитной зон в виде гистограмм с указанием предупредительного и аварийного уровней и цветовой индикацией в случаях превышения соответствующей контрольной величины (рис.3).

Вывод этой информации сопровождается графической индикацией расхода сменного и месячного времени, что дает оператору возможность оперативно прогнозировать радиационную обстановку и принимать решения по изменению режима работы ускорителя.

3. При проведении измерений временных спектров излучения информация выводится в виде гистограмм, наложенных на графики основных параметров ускорителя (магнитное поле, радиальное положение и интенсивность ускоренного пучка),



Рис. 1. Радиационная обстановка в зоне бортов в ускорительном комплексе.

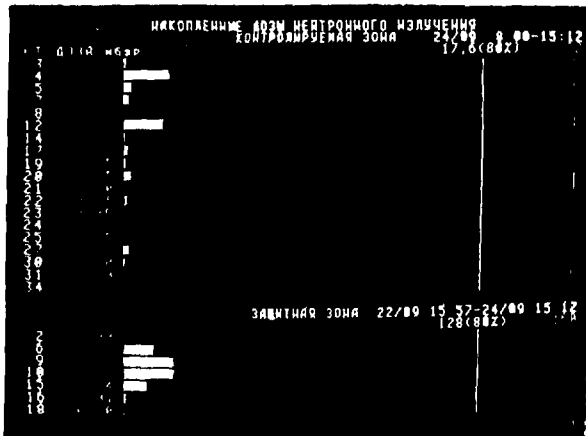


Рис. 2. Накопление дозы и коэффициента в зоне бортов в ускорительном комплексе.

а распределение интенсивности излучения по заданным временным интервалам (в процентах) для каждой из 4-х исследуемых контрольных точек представляется в виде таблицы. Этот вид информации по команде с кнопочной панели можно протоколировать на графопостроителе (рис.4).

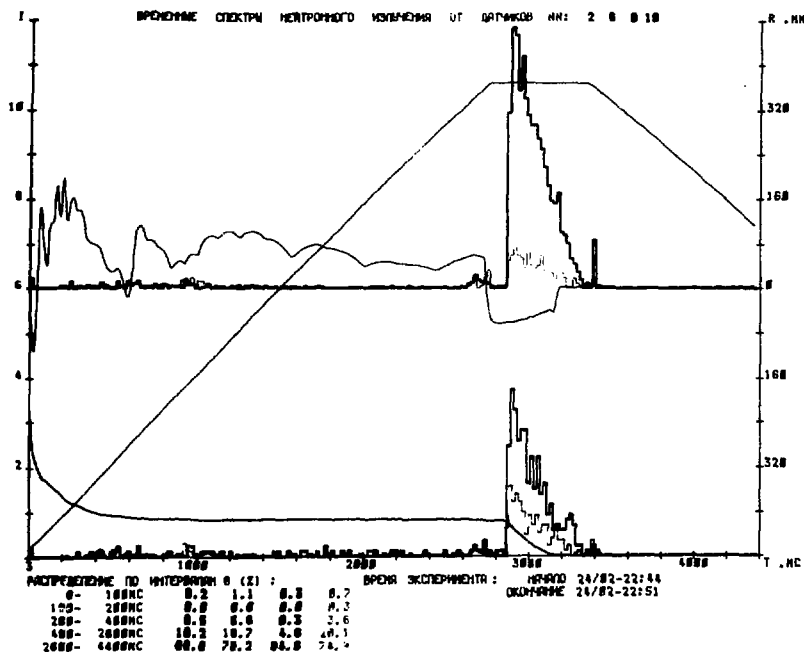


Рис.4. Представление информации о временной структуре нейтронного излучения на графопостроителе.

Превышение среднесменных или среднемесячных контрольных уровней (для датчиков на границах контролируемой зоны) вызывает автоматическое отключение ускорения, сопровождаемое звуковой сигнализацией и распечаткой протокола. То же происходит, если мощность дозы за цикл увеличивается более чем в 10 раз по сравнению с установленными контрольными уровнями за смену (месяц).

Планами дальнейшего развития АСКРБ предусмотрено: увеличение числа точек контроля до 64, ввод режима автоматического контроля исправности измерительных каналов, замена 12-разрядных счетчиков на 32-разрядные, установка блока ферритовой памяти емкостью 1К 24-разрядных слов для хранения накопленной информации.

Ввод в эксплуатацию I-й очереди автоматизированной системы контроля радиационной безопасности позволил более полно и рационально использовать радиационные лимиты (среднесменные, среднемесячные контрольные уровни) и тем самым повысить допустимые уровни используемых интенсивностей пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Рапп К. ОИЯИ, IO-80-125, Дубна, 1980.

**Использование метода передаточной функции  
в измерениях параметров пучка ускорителя У-70**

И.Ф.Герцев, В.М.Говорун, В.И.Губарев, И.Б.Дубасов,  
Л.И.Копылов, М.С.Михаев, А.Н.Сытин, Е.Д.Чербаков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

**Введение**

Методика измерения передаточной функции пучка (ПФП) была предложена в ЦЕРН /1/. Она основана на спектральном анализе отклика пучка на внешнее возбуждение. Было показано, что на основе этих измерений можно получить распределение частиц по частотам бетатронных колебаний и поперечный импеданс связи /2/. Однако методика не получила широкого распространения для этих целей, а была использована на установках ISR и SPS в коллайдерной моде, в основном для измерения бетатронных частот и  $\beta$ -функции. В настоящей работе демонстрируются новые применения этой методики для измерения параметров поперечного и продольного движения пучка, а также описаны аппаратно-программные средства, позволившие реализовать эту методику на ускорителе У-70.

**Методика**

Методика ПФП хорошо разработана и теоретически обоснована для разгруппированного пучка. В этом случае пучок представляет собой набор частиц, на которые действует общая возбуждающая сила  $F(\omega)$ . Каждая частица имеет собственную частоту колебаний  $q_1\omega_1$  и движется независимо от остальных. Уравнение движения для каждой частицы имеет вид  $\ddot{x}_1 + (q_1\omega_1)^2 x_1 = F(\omega)$  с решением  $x_1 = c_1 e^{-i\omega t} + c_2 e^{i\omega t}$ , здесь  $x$  - поперечное смещение,  $\omega$  - частота возбуждающей силы,

$$x_1 = \frac{F(\omega)}{(q_1\omega_1)^2 - \omega^2} = \frac{1}{2} \frac{F(\omega)}{i(q_1\omega_1 - \omega) - i(q_1\omega_1 + \omega)}$$

Нормализованный отклик пучка как целого на действие внешней силы дается дисперсионным интегралом:

$$\langle x_1 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m(q_1\omega_1)}{q_1\omega_1 - \omega} \rho(q_1\omega_1) d(q_1\omega_1)$$

Это расходящийся интеграл (из-за полюса в точке  $q_1\omega_1 = \omega$ ). Он вычисляется в смысле главного значения  $\mathcal{P}$ , плюс вычет в полюсе. Передаточную функцию пучка можно определить так:

$$H(\omega) = \frac{\langle x_1 \rangle}{F(\omega)} = \frac{1}{2} (\mathcal{P} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' + i\pi m(\omega))$$

Тогда реальная часть  $m(\omega)$  будет давать функцию  $m(\omega)$ . Функция  $m$  в случае отсутствия кубичной и более высоких нелинейностей магнитного поля имеет смысл нормализованной функции распределения частиц по частотам бетатронных колебаний  $\rho(\omega)$ . При известной хроматичности это позволяет восстановить распределение частиц по координатам.

В противоположном случае, когда разброс частот в пучке обусловлен нелинейной зависимостью частоты от амплитуды бетатронных колебаний,

$$N \sim \frac{A^2}{|Q_{A^2}|} \cdot \frac{dF(A)}{d(A^2)},$$

здесь  $A$  — амплитуда бетатронных колебаний,  $F(A)$  — функция распределения частиц по амплитудам бетатронных колебаний,

$$Q_{A^2} = \frac{\partial Q}{\partial(A^2)}.$$

Измерения ПФП на сгруппированном пучке имеют принципиальные отличия. Из-за синхротронного движения частота бетатронных колебаний частицы модулируется синхротронной частотой и в спектре ПФП появляются боковые лепестки, отстоящие от центрального лепестка спектра на частоты, кратные синхротронным. Ширина нулевого лепестка обусловлена действием нелинейностей поля и пространственного заряда, а в боковые лепестки, кроме того, вносит вклад и разброс по синхротронным частотам внутри сгустка. Если нелинейный разброс бетатронных частот меньше синхротронной частоты, то лепестки в спектре не перекрываются и их амплитуда выражается через формфактор  $F_m$ :

$$F_m = \int_0^{\infty} J_m(\lambda a_m) \cdot J_m(\lambda a_m - k a_m) \cdot G(a_m) \cdot a_m da_m,$$

здесь  $m$  — номер лепестка,  $G(a_m)$  — нормализованное распределение по амплитудам синхротронных колебаний  $a_m$ ,  $\lambda = Q - \chi / \eta$ ,  $\chi$  — хронатичность,  $\eta = \alpha - \gamma^{-2}$ ,  $\alpha$  — коэффициент уплотнения орбит,  $k$  — номер гармоники частоты обращения,  $J_m$  — функция Бесселя порядка  $m$ . Следует отметить, что еще не рассмотрен теоретически вопрос о связи колебаний под  $\alpha$  одним и тем же номером  $m$ , но разными знаками.

Если же нелинейный разброс бетатронных частот превышает синхротронную частоту, то лепестки в спектре перекрываются, а их амплитуды становятся зависимыми. Не существует пока корректного теоретического анализа этой ситуации, однако в [2] высказывается предположение, что в случае сильного перекрытия синхротронных лепестков в сгруппированном пучке его можно хорошо описать моделью разгруппированного пучка.

Вычисление передаточной функции производится методами статистического спектрального анализа сигналов возбуждения пучка  $x(t)$  и его реакции на это возбуждение  $y(t)$ . При этом вычисляются спектральные плотности входного и выходного сигналов и взаимная спектральная плотность:  $G_{xx}$ ,  $G_{yy}$  и  $G_{xy}$ . В [4] показано, что для быстроциклического ускорителя при достаточной стабильности параметров пучка можно использовать статистическое усреднение по разным циклам. Передаточная функция пучка определяется как

$$H(\omega) = \frac{G_{xy}}{G_{xx}}.$$

Критерием достоверности результатов может служить функция когерентности

$$K_{xy}^2 = \frac{|G_{xy}(\omega)|^2}{G_{xx}(\omega) \cdot G_{yy}(\omega)},$$

характеризующая долю спектра выходного сигнала  $y(t)$ , обусловленную линейным преобразованием входного сигнала  $x(t)$  [5].

### Аппаратура

В качестве датчиков положения пучка, головных усилителей, усилителей мощности и толкателей использованы устройства системы подавления поперечной неустойчивости пучка ускорителя У-70. Сигнал возбуждения пучка вырабатывался цифровым генератором шума. Он обладает плоским спектром в полосе частот, перекрывающей спектр сигналов пучка на 10 гармонике бетатронных колебаний. Возбуждающий шум и отклик пучка оцифровывались модулями П222 /6/ системы СУПНА.

РАЗРАБОТКА УСКОРЯЮЩИХ СИСТЕМ ТИПА "ВСТРЕЧНЫЕ ШТЫРИ"

Н.В.Авредин, В.И.Горбатко, Б.В.Зверев, А.Д.Коляскин,  
А.И.Кривоносов, А.Н.Пронин, А.А.Ревков, Н.П.Собенин

Московский инженерно-физический институт

Резонаторные системы со встречными штырями обладают уникальными импедансными и габаритно-массовыми характеристиками в области больших замедлений и в силу этих причин перспективны для использования в линейных ускорителях ионов на малые энергии.

Схематическое изображение Н-резонатора с цилиндрическими пролетными втулками приведено на рисунке, где обозначено: 1 - корпус, 2 - пролетные втулки, 3 - держатели пролетных втулок,  $R$  - радиус корпуса,  $L$  - длина резонатора,  $D$  - период расстановки втулок,  $l_r$  - длина пролетных втулок,  $d$  - протяженность ускоряющего зазора,  $a$  - радиус пролетного канала,  $\beta$  - наружный радиус втулок,  $\epsilon_0$  - радиус держателей. Здесь же качественно показана топография электромагнитного поля резонатора.

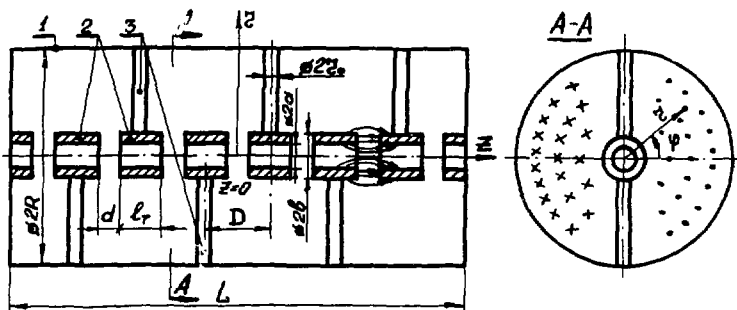


Схема ускоряющей системы в виде Н-резонатора.

Анализ Н-резонаторов существенно упрощается, если его магнитное поле, в согласии с экспериментальными данными, аппроксимировать полем цилиндрического резонатора-аналога с колебаниями  $H_{III}$ , заполненного диэлектриком без потерь с эквивалентной относительной проницаемостью  $\epsilon_1$ , величина которой обеспечивает реальное замедление.

Записывая распределение магнитного поля в указанном виде [1], можно вычислить параметр напряженности магнитного поля Н-резонатора:

$$\tilde{H}_m \approx \frac{H_2(\epsilon, \varphi, z)}{\sqrt{\rho Q}} = \frac{2 \mu_n \gamma_1 \left( \frac{\mu_n}{R} z \right) \cos \varphi \cos \left( \frac{\pi z}{L} \right)}{\pi R \gamma_1(\mu_n)} \left[ \frac{\lambda_0}{Z_0 L (\mu_n^2 - 1) \left( 1 + \frac{\pi^2 R^2}{4 \mu_n^2 L^2} \right)} \right]^{1/2}$$

где  $\mu_n$  - первый корень  $\gamma_1'(x) = 0$ ,  $Z_0 = 377$  Ом,  $\lambda_0$  - рабочая длина волны. Используя (1), можно по закону электромагнитной индукции найти параметр напряжения на зазорах

$$\tilde{U}(z) = \frac{U(z)}{\sqrt{\rho Q}} \approx 3,87 \sqrt{Z_0} \left[ L \lambda_0 (1 + 2,91 R^2/L^2) \right]^{-1/2} \cos \left( \frac{\pi z}{L} \right). \quad (2)$$

Для определения шунтового сопротивления соотношение (2) следует проинтегрировать по всем зазорам и учесть эффективность зазора  $K_3$  и вид распределения поля по координате  $z$ :

$$\frac{R_{ш}}{Q} \approx \frac{6,07 Z_0 R^2 N^2 K_3^2 K_p^2}{2 \lambda_0 (1 + 2,91 R^2/L^2)}, \quad (3)$$



коэффициента усиления (кривая В) приводит к сдвигу частоты бетатронных колебаний из-за реактивной компоненты импеданса цепи обратной связи. Изменяя фазовую характеристику цепи обратной связи, можно полностью устранить этот эффект.

Таким образом, метод ПФП позволяет регистрировать широкий круг параметров и процессов в ускорителе. Исследования этого метода будут продолжены.

Авторы благодарны В.И.Балбекову за подробное обсуждение работы и ряд ценных указаний.

Рис.1. функция распределения по импульсам в сгруппированном (А) и разгруппированном (В) пучке.

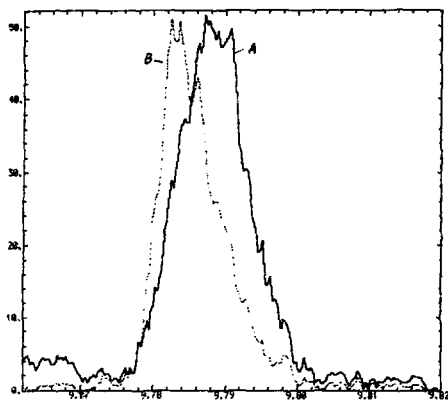


Рис.2. Реальная часть ПИ после процесса перезахвата пучка на частоту 250 МГц.

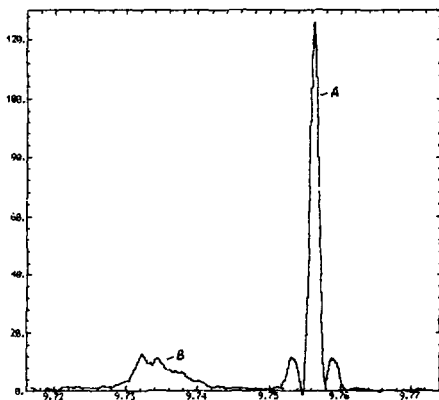


Рис.3. Изменение распределения частиц по импульсам из-за действия микроволновой неустойчивости.

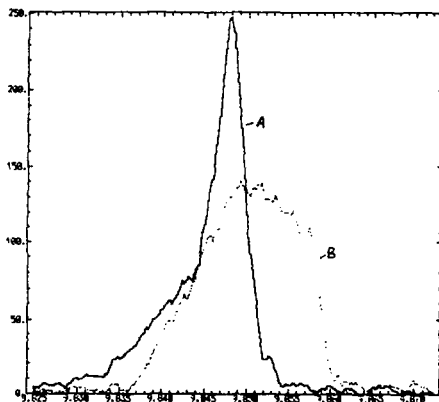
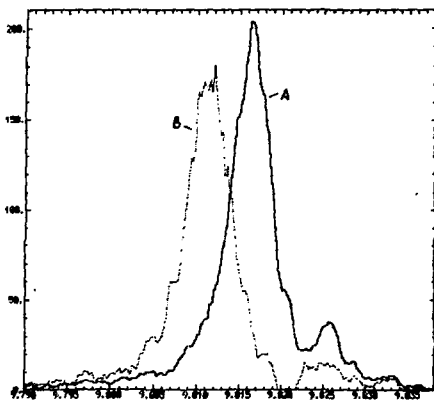


Рис.4. Влияние режима настройки системы подавления поперечной стеночной неустойчивости на ПЦП.



#### Литература

1. D. Boussard. - Schottky noise and beam transfer function diagnostics. CERN SPB 86-11 (ARF).
2. ISR performance report. CERN/ISR-OP/F-6/80.
3. S. Chattopadhyay. - Some Fundamental Aspects of Fluctuation and Coherence in Charged-Particle Beams in Storage Rings. CERN 84-11.
4. К.Ф. Герцев и др. - Система для измерения параметров бетатронных колебаний. Препринт ИФВЭ 86-157, Серпухов. 1988.
5. Бендат Дж., Пирсол А. - Применение корреляционного и спектрального анализа. М. Мир, 1985.
6. Ю.Б. Дубарев, В.Н. Рыченков. - Быстродействующие параллельные АЦП. Препринт ИФВЭ 85-166, Серпухов. 1985.
7. В.Н. Говарун и др. - Микропроцессорные средства для автоматизации установок физики высоких энергий. Препринт ИФВЭ 85-2, Серпухов, 1985.
8. В.И. Салфеев и др. - Измерение характеристик продольной высокочастотной неустойчивости пучка в протонном синхротроне ИФВЭ. Препринт ИФВЭ 85-129, Серпухов. 1985.

## ИЗМЕРЕНИЕ И КОНТРОЛЬ УСЛОВИЙ ВВОДА ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЬ ИФВЭ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ИЗ БУСТЕРА

В.Л.Брук, Ю.Б.Дубасов, Н.Г.Мамучашвили, И.Г.Морозов, И.Н.Терещенко,  
В.Г.Тишин, С.В.Шехватов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Инжекция в ускоритель ИФВЭ из бустера производится 29 раз за цикл, при этом каждый раз заполняется одна свободная сепаратриса. Задачей данной работы было измерение параметров бетатронных ( $R$  и  $Z$ ) колебаний, а также дипольных и квадрупольных синхротронных колебаний только что введенного сгустка. Результаты измерений подвергаются на ходу математической обработке с целью перевода их в параметры ускорителя. После обработки выдаются данные на коррекцию параметров, а также статистические данные, характеризующие стабильность параметров. Эти данные позволяют быстро и с полным пониманием настраивать оба ускорителя с целью минимизации амплитуды колебаний.

Особенностью измерительной аппаратуры является необходимость регистрировать параметры только одного заданного сгустка из множества существующих в ускорителе.

### Измерение параметров бетатронных колебаний

Измерение параметров производится одновременно по  $R$ - и  $Z$ -координатам двумя идентичными каналами системы. Обработка и представление результатов производятся по одному алгоритму. Блок-схема измерительного тракта приведена на рис.1. Разностный ( $U_{\Delta}$ ) и суммарный ( $U_{\Sigma}$ ) высокочастотные сигналы с пикап-электрода подаются на схемы восстановления постоянной составляющей<sup>1,2/</sup> (ВПС  $\Delta$ , ВПС  $\Sigma$ ). Разностный сигнал после ВПС интегрируется в течение одного периода ускоряющего напряжения ( $\approx 180$  нс), и через 3 мкс производится быстрый разряд интегрирующей емкости. Все это повторяется с периодом частоты обращения ( $5,5$  мкс) до инъекции очередного сгустка, когда интервал интегрирования автоматически перемещается на следующую сепаратрису. Сигнал с интегратора подается на вход аналого-цифрового преобразователя с буферной памятью<sup>3/</sup>, установленного в карие "СУММА". К концу инъекции из бустера в памяти содержатся данные о положении каждого инжектированного сгустка на 32 оборотах после инъекции. Работой всех описанных узлов управляет схема синхронизации, на которую подается сигнал ускоряющего напряжения в нужной фазе и импульсы инъекции, определяющие номер последней заполненной сепаратрисы.

Интегрирование разностного сигнала в течение периода ускоряющего напряжения делает тракт нечувствительным к помехам с частотой ускоряющей системы и её гармоникам. Кроме того, результаты измерений не зависят от продольного распределения плотности сгустка.

Суммарный сигнал с выхода ВПС для измерения интенсивности проинжектирован-

ного сгустка также интегрируется за один период ускоряющего напряжения, и интеграл в цифровом виде заносится в буферную память. Измерения производятся для каждого сгустка на 1-м, 50-м и 500-м оборотах.

Обработка результатов измерений производится на ЭВМ ЕС-1010. Данные о колебаниях каждого сгустка подвергаются дискретному Фурье-анализу. Если определять параметры бетатронных колебаний по максимальной гармонике, точность составляет в терминах локальной бетатронной частоты  $\Delta Q \leq 0,02$ , чего явно недостаточно. Поэтому результаты Фурье-анализа используются лишь для определения стартовой точки поискового алгоритма последующей обработки. Предполагается, что колебания гармонические (затуханием за 3Э оборота можно пренебречь) и задача решается методом минимизации ср. квадратичного отклонения.

Минимизируется функция

$$SQ = \sum [(Y_i - (A_0 + A \cdot \cos \omega t_i + B \cdot \sin \omega t_i))^2],$$

где  $Y_i$  - значение I-й экспериментальной точки;  
 $t_i$  - номер экспериментальной точки;  
 $\omega, A_0, A, B$  - параметры, подлежащие определению.

На первом этапе частота  $\omega$  считается фиксированной и значения параметров  $A_0, A$  и  $B$  находятся аналитически. Для этих значений вычисляется величина  $SQ$ .

На втором этапе в минимизацию включается параметр  $\omega$ . Зависимость  $SQ$  от  $\omega$  считается в малой окрестности квадратичной параболой, и вычисление координат вершины производится по трем точкам с помощью интерполяционной формулы Лагранжа<sup>4/</sup>.

Алгоритмом предусмотрено, что точка с минимальным (среди трех) значением  $SQ$  должна быть центральной. В этом случае они не лягут на прямую. Если  $\min SQ$  приходится на крайнюю точку, то путем простой процедуры, учитывающей индексы этих точек в массиве, производится поиск 4-й точки, лежащей на второй возрастающей ветви параболы. Новая точка заменяет собой старую, с наилучшей  $SQ$ . По трем "хорошо" расположенным точкам считается частота, на которой лежит вершина, и ср. кв. отклонение на этой частоте. При удачном исходном расположении точек результат достигается за одну итерацию.

Полученные данные отражают параметры колебаний для азимута, на котором установлен пикап-электрод и пересчитываются к азимуту точки инжекции в виде ошибок по углу и координате.

Эти вычисления производятся в каждом цикле ускорителя для всех сгустков (до 29 шт.), поэтому важна скорость вычислений. Для повышения скорости были найдены аналитические зависимости и быстрые алгоритмы с учетом того, что исходные данные представляют собой эквидистантный временной ряд.

В результате вычислений появляется большое количество данных, которые отображаются на цветном графическом дисплее с использованием многооконной техники (рис.2). Эта картина заслуживает пояснений.

В левом верхнем окне изображается в виде столбчатой диаграммы интенсивность всех сгустков. Разные цвета соответствуют разным номерам оборотов. Правее таблица содержит суммарные интенсивности на тех же номерах оборотов и их отношения. Отношение  $I_1 / I_{50}$  характеризует бетатронный захват и является критерием настройки ряда параметров.

В правом верхнем окне отображены разными цветами кривые бетатронных колебаний по  $\sigma$  и  $Z$  для одного выбранного сгустка с указанием вычисленных амплитуд в мк.

В правой нижней четверти экрана расположены два окна, в которых отображены

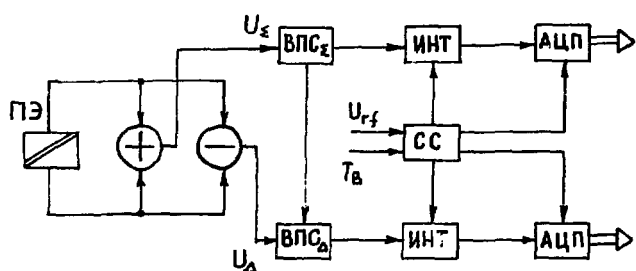


Рис. 1. Блок-схема измерения параметров вводимых бетатронных колебаний.

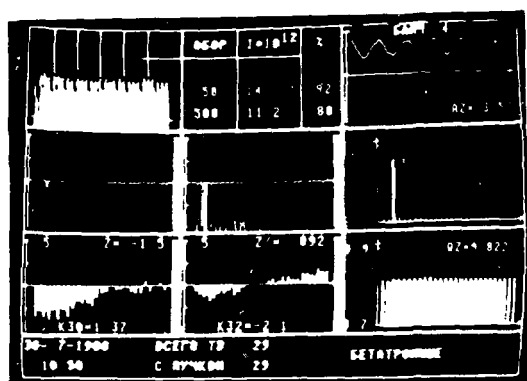


Рис. 2. Картина параметров вводимых бетатронных колебаний на цветном графическом дисплее.

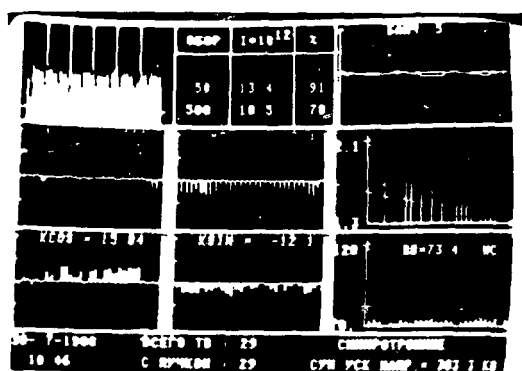


Рис. 3. Картина параметров вводимых синхротронных колебаний на цветном графическом дисплее.

бетатронные частоты  $Q_r$  и  $Q_z$  каждого сгустка. Здесь же цифрами выводятся значения частот, усредненные по всем введенным и неотбракованным сгусткам. Ошибка этих значений не превышает обычно  $\pm 0,001$ .

В четырех окнах в левой нижней четверти экрана отображаются столбчатые диаграммами вычисленные ошибки ввода каждого сгустка по углу и координате для  $r$ - и  $z$ -направлений. Средние значения, которые выводятся цифрами, характеризуют качество настройки, а разброс в диаграммах — нестабильность. Средние значения ошибок угла и координат с помощью соответствующих матриц пересчитываются в поправки токов магнитооптических элементов канала транспортировки.

### Измерение параметров синхротронных колебаний

При переводе пучка из бустера в основной ускоритель необходимо минимизировать амплитуды дипольных и квадрупольных синхротронных колебаний, поэтому их параметры также измеряются. Для дипольных колебаний измеряется фазовое положение середины сигнала азимутального распределения, а для квадрупольных — длительность этого сигнала по достаточно низкому уровню. Синхронизация измерений такая же, как и для бетатронных колебаний, с той разницей, что измерения проводятся на первых 128 оборотах после инжекции каждого сгустка. Поскольку измеряются временные интервалы порядка сотен наносекунд и требуемая точность составляет  $1 \pm 2$  нс, производится преобразование время — напряжение и затем напряжение — код.

Обработка результатов измерений подобна описанной для бетатронных колебаний, за исключением Фурье-преобразования, которое не требуется, так как возможные относительные изменения частоты синхротронных колебаний сравнительно малы и стартовая точка для поиска может быть задана константой.

На основании результатов обработки сигналов вычисляется и выводится на графический дисплей ряд параметров пучка и ускорителя (рис.3). Здесь верхние 3 окна аналогичны по содержанию рис.2, только в правом верхнем окне изображены разными цветами дипольные и квадрупольные синхротронные колебания выбранного сгустка и их вычисленные амплитуды в градусах фазы ускоряющего напряжения.

В правом среднем окне отображаются реконструированные значения частот дипольных синхротронных колебаний каждого сгустка. Цифрами отображены усредненная по сгусткам частота и вычисленное на её основе суммарное ускоряющее напряжение.

Столбчатая диаграмма в правом нижнем окне отображает длину каждого сгустка и цифра — среднюю длину. Значения этих величин не зависят от параметров основного ускорителя и определяются параметрами  $N$ -системы бустера.

Наконец, в левой нижней четверти экрана отображаются в четырех окнах амплитуды синусоид и косинусоид компонент дипольных и квадрупольных колебаний сгустков. Эти четыре компонента имеют вид следующей трактовки:

дипольная	<b>SIN</b>	— расогласование по импульсу частиц;
дипольная	<b>COS</b>	— несоответствие фазы;
квадрупольная	<b>SIN</b>	— величина квадрупольных колебаний в бустере;
квадрупольная	<b>COS</b>	— расогласование в продольном фазовом пространстве.

На основе усредненных значений рассчитываются изменения параметров обоих ускорителей, необходимые для минимизации колебаний обоих видов. К этим параметрам относятся фаза  $U_C$ -напряжения и длина орбиты бустера при переводе, а также амплитуды ускоряющих напряжений в обоих ускорителях.

Описанная техника эксплуатируется на ускорительном комплексе практически

непрерывно в режиме мониторинга и превратилась в незаменимый инструмент для контроля и настройки систем, определяющих качество инъекции.

#### Л и т е р а т у р а

1. Gelato G., Magnani L. Improved Radial Pick-up Electronics for Use over a Wide Dynamic Range. - MPS/Int. BR/75-8. 16-6-75.
2. В.Л.Брук, И.Г.Морозов, В.Г.Тихин. Восстановление постоянной составляющей импульсных сигналов с широким спектром. Препринт ИЭВЭ 86-87, Серпухов, 1986.
3. А.Г.Горемыкин, Ю.Б.Дубасов, В.В.Ромашов. Многоканальный быстродействующий модуль АЦП. Препринт ИЭВЭ 87-94, Серпухов, 1987.
4. Г.Корн, Т.Корн. Справочник по математике (для научных работников и инженеров). Наука, М., 1970.

## АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТЯЖЕЛОИОННЫМ УСКОРИТЕЛЬНЫМ КОМПЛЕКСОМ ИТЭФ

Н.Н. Алексеев, Д.Л. Волгин, В.П. Пискунов, А.С. Рябцев

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

**Введение.** Протонный синхротрон ИТЭФ У-10 реконструируется в тяжелоионный ускорительный комплекс / 1 /. Системы У-10 модифицируются для выполнения новых функций. Дополнительно строятся новый инжектор и вспомогательное магнитное кольцо со всеми необходимыми технологическими подсистемами. Для управления комплексом создается многопроцессорная система автоматизации. Структура системы является логическим развитием действующей АСУ синхротроном У-10. Система организуется на основе пяти ЭВМ типа СМ 1420, объединенных в единый управляющий комплекс магистралью межпроцессорной связи. Удаленные на расстояние до 400 м группы интерфейсных каркасов связываются с ЭВМ через 16-битную магистральную линию со скоростью передачи информации до 5 Мбод. Местное управление распределенным оборудованием комплекса обеспечивается несколькими типами микропроцессорных модулей разной степени сложности, быстродействия и универсальности. Приводится структура системы, параметры разработанных элементов, обсуждается организация программного обеспечения.

Действующая АСУ синхротроном У-10 / 2 / построена на основе связанных между собой двух ЭВМ типа ЕС 1010. Разветвленная сеть интерфейсов АСУ объединяет около 60 интерфейсных каркасов, распределенных по управляемым и контролируемым системам ускорителя. Используется несколько типов интерфейсных каркасов, которые либо выполняют самостоятельную роль, объединяя группы служебных модулей, реализующих заданную функцию, либо встраиваются непосредственно в управляемое и контролируемое от ЭВМ оборудование ускорителя. Каркасы интерфейсного стандарта "Вектор" используются, в основном, для размещения аппаратуры управления оборудованием центрального и местных пультов (дисплеями, функциональными кнопками, устройствами типа "ручка" и др.), а также в некоторых системах диагностики пучка. Другие типы интерфейсных каркасов выполнены в конструктиве "Вишня" и применяются повсеместно.

Структура интерфейсной сети АСУ У-10 / 2 / содержит несколько иерархических уровней и напоминает куст, ветвями которого являются магистральные линии, связывающие интерфейсные каркасы двух соседних уровней. Узлы в такой структуре могут быть пассивными трансляторами сигналов и команд, направляемых сверху вниз и обратно, либо активными процессорными сборками, непосредственно управляющими подчиненными узлами, каркасами и модулями. Узлы, контролируемые процессорами, могут связываться между собой поперечными информационными линиями с целью перераспределения функциональных задач, решаемых автоматизированной системой, и сокращения вертикальных информационных потоков / 3 /. При наличии хорошо налаженных, устойчивых поперечных связей между узлами некоторые вертикальные магистрали могут оказаться лишними.

Проблемы автоматизированного управления тяжелоионным ускорительным комплексом решаются за счет расширения действующей АСУ У-10. Однако при сохранении общей идеологии организации системы мы предполагаем модифицировать практически все структурные элементы, приспособив их под условия доступной для нас современной элементной базы и электронной технологии.



Структура системы. Поскольку ЭВМ типа ЕС 1010 сняты с производства, а преемственная модель ЭВМ нового поколения отсутствует, мы вынуждены пойти на трудную операцию перехода на новый тип мини-ЭВМ. Получившие наибольшее распространение в нашей стране мини-ЭВМ типа СМ 1420 были выбраны в качестве базовых для системы автоматизированного управления тяжелоионным ускорительным комплексом. ЭВМ данного типа неплохо укомплектованы внешними устройствами, имеют память до 4 Мбайт, быструю внутреннюю магистраль типа "Общая шина" (производительная способность до 1,5 Мбайт/с), развитое программное обеспечение.

Плать ЭВМ типа СМ 1420, объединенные магистралью межпроцессорной связи в единый управляющий комплекс, образуют верхний иерархический, мини-компьютерный уровень автоматизированной системы. Все ЭВМ будут размещены в центре управления, поэтому длина магистральных соединений межпроцессорной связи не будет превышать 50 м. Окончательный выбор типа магистрали межпроцессорной связи еще не сделан. Доступные предложения отечественной промышленности нас не устраивают по скорости передачи данных, времени реакции на запрос, громоздкости аппаратной реализации и др. факторам. По-видимому, оптимальным для нас вариантом межпроцессорной связи будет некоторая гибридная эстафетная схема со скоростью передачи данных до 10 Мбод, разработка которой ведется в настоящее время.

Количество ЭВМ типа СМ 1420 выбрано исходя из минимально необходимой возможности обеспечения автономного режима наладки оборудования крупных подсистем ускорительного комплекса в период реконструкции. На основе одной ЭВМ создается подсистема управления новым инжектором, две ЭВМ используются, соответственно, для управления оборудованием вспомогательного магнитного кольца и для организации центрального пульта, и две ЭВМ типа СМ 1420 должны заменить две ЭВМ типа ЕС 1010 в действующей АСУ синхротрона У-10, которая становится подсистемой АСУ тяжелоионного ускорительного комплекса. Для обеспечения режима эксплуатации ускорительного комплекса мини-компьютерный уровень системы управления, по-видимому, придется расширить, т.к. в данной конфигурации все ЭВМ являются технологическими и фактически не предусмотрено их резервирование, а также возможность отладки системного программного обеспечения. Кроме того, существуют каналы транспортировки вторичных пучков, инжектор протонов и легких ионов (линейный ускоритель И2), инженерные системы жизнеобеспечения комплекса и др., управление которыми целесообразно централизовать в едином управляющем комплексе.

Разветвленная интерфейсная сеть АСУ создается на основе многопроводных параллельных кабельных информационных магистралей, получивших название П21 (по числу скрученных пар). Магистраль П21 соединяется через плату сопряжения с магистралью типа "Общая шина" ЭВМ СМ 1420 и обеспечивает подключение до 30 интерфейсных каркасов, удаленных на расстояния до 400 м. По магистрали П21 реализуется скорость обмена информацией до 5 Мбод. Каждая ЭВМ управляет одной-двумя магистралями П21. Распределение оборудования ускорительного комплекса по магистралям разных ЭВМ показано на рисунке. Все оборудование центральных и местных пультов управления подключается к магистралям П21, исключением являются терминальные дисплеи, связываемые с ЭВМ через стандартные сопряжения.

Интерфейсы. Основная интерфейсная магистраль П21 содержит 21 линию. По 16 линиям передается информация, по двум - код операции, по остальным - строб, подтверждение обмена информацией и запрос на обслуживание. На магистрали выполняются четыре простейшие операции: запись адреса, запись данных, чтение данных и чтение запросов на обслуживание. Сопряжение магистрали П21 с общей шиной реализует обмен информацией с программным каналом процессора ЭВМ и непосредственно с памятью ЭВМ в режиме прямого доступа.

Разработано несколько типов контроллеров, в том числе микропроцессорных, для подключения к магистрали П21 ветвей "Вектор" и каркасов типа В1 специнтер-



ти фаз в течение импульса при включенном тракте "быстрого" ЭВ приведена на рис.4а, при выключенном-на рис.4б.

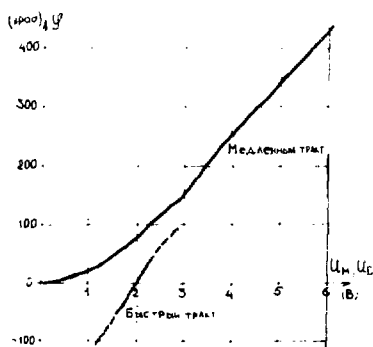


Рис.3. Рабочие диапазоны фазовых регуляторов по медленному и быстрому трактам (частота 148,5 ГГц).

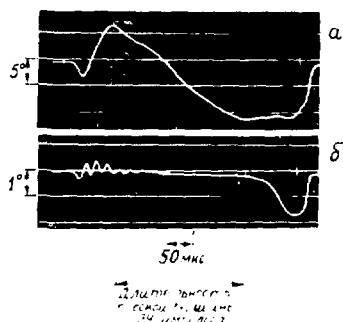


Рис.4. Осциллограммы разности фаз при выключенном (а) и включенном (б) тракте быстрого отработки.

#### Л и т е р а т у р а

1. Квара А.И., Рогачев В.И., Родник Б.М. Быстродействующий фазорегулятор метрового диапазона на варикапах. Труды ФИАН СССР, 1977, т.20, с.156.
2. Корчагин Г.П. Широкодиапазонные электронные устройства фазового регулирования на частотах 50...150 МГц. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1986, вып.3(24), с.1-67.
3. Белов А.Д. и др. Линейный ускоритель протонов И-2. Электронная аппаратура. ЦТЭ. 1967, т.6, с.40.

$$U_{c1} = \frac{I_L \rho}{\gamma} \begin{cases} \frac{1}{\alpha - \beta} (e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}) & \text{при } 4\gamma < \mu; \\ t \cdot e^{-t/2\gamma} & \text{при } 4\gamma = \mu; \\ \frac{1}{\omega} e^{-t/2\gamma} \sin(\omega t) & \text{при } 4\gamma > \mu. \end{cases}$$

Здесь  $\gamma = \frac{2C_T}{L_i};$

$$\mu = \frac{2L}{L_i};$$

$$\alpha = \frac{1}{2\gamma} (1 + \sqrt{1 - \frac{4\gamma}{\mu}});$$

$$\beta = \frac{1}{2\gamma} (1 - \sqrt{1 - \frac{4\gamma}{\mu}});$$

$$\rho = \sqrt{\frac{L_i}{L_i}};$$

$$\omega = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{4\gamma}{\mu} - 1};$$

$$\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{L_i L_i}};$$

$$t = \omega_0 t_p;$$

$t_p$  - реальное время от начала процесса зарядки  $ML$ ,  $0 \leq t_p \leq 2\tilde{\tau} = t_3 - t_2'$ ;  $\tilde{\tau}$  - длительность импульса напряжения на нагрузке. Приведенные формулы позволяют вычислить величину  $C_T$ , при которой к моменту прихода отраженной от конца  $ML$  волны ( $t_3$ ) напряжение  $U_{c1}$  будет иметь абсолютную величину (12 кВ), достаточную для запираания  $T_1$  в следующем штиле работы схемы. Значения  $L$ ,  $L_i$  и  $C_i$  выбираются обычно из других соображений, и мы их считаем заданными. Интервал  $t_2' - t_3$  равен времени двойного пробега волны по  $ML$ .

Падающая и отраженная волна на входе  $ML$  складываются, вызывая подъем напряжения. В момент  $t_3$  ventиль  $D1$  закрывается. После нескольких отражений от концов и неоднородностей линии волны затухают, распределяя энергию равномерно между конденсаторами ячеек. Осциллограммы тока  $I_L$  и напряжения  $U_{c1}$  приведены на рис.3 и 4.

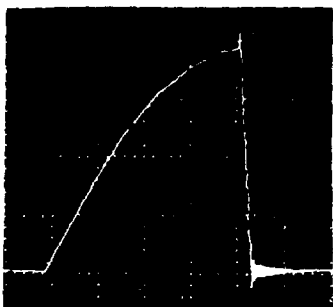


Рис.3. Осциллограмма тока индуктивного накопителя (в одной клетке: по оси абсцисс - 10 мс, по оси ординат - 20С А).

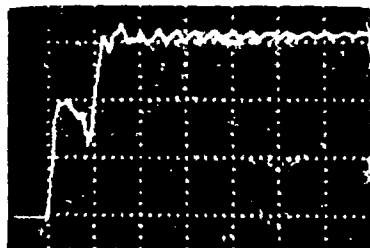


Рис.4. Осциллограмма напряжения на входе  $ML$  (в одной клетке: по оси абсцисс - 1 мс, по оси ординат - 1С кВ).

В момент  $t_4$  открывается  $T_3$ . Начинает формироваться импульс напряжения  $U_{H1}$  на нагрузке  $R_H$ . Одновременно перезарядается конденсатор  $C_T$  по цепи  $D1$ ,  $T_3$ ,  $L_i$  и становится готовым к следующему циклу работы.

Собранный по схеме рис.1 модулятор содержит накопитель  $L$  с индуктивностью 25 мГн, конденсатор  $C_T$  емкостью 4,8 мкФ, формирующую линию с 24 ячейками,  $C_i = 0,4$  мкФ;  $L_i = 5,8$  мГн. Напряжение источника  $E_1$  равно 600 В, источника  $E_2$  - 12 кВ. Индуктивный накопитель представляет собой наборную конструкцию из 8 плоских катушек, соединенных последовательно. Внешний диаметр катушек

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ У-10

Н.Н. Алексеев, В.А. Кузнецов, А.В. Уваров

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

### Введение

Применяемый на синхротроне У-10 метод автоматизированного измерения параметров бетатронного движения основывается на возбуждении когерентных колебаний при помощи импульсного толкателя, измерении сигналов положения пучка с пикап-электродов на ряде последовательных оборотов и процессорной обработке полученной информации. Конкретные реализации данного метода применяются на многих ускорителях /1+4/ и отличаются схемотехническими решениями, часто связанными с особенностями ускорителя, и способами обработки информации.

В процессе ускорения пучка протонов в синхротроне У-10 амплитудно-частотные характеристики сигналов с пикап-электродов изменяются в достаточно широком диапазоне значений: частота обращения частиц изменяется от 267 кГц до 1,186 МГц, ширина банчей - от 500 нс на момент инъекции пучка до 5 нс при переходе критической энергии, амплитуда банчей - от 50 мВ до 10 В. Одно из основных требований к измерительной аппаратуре - это способность идентифицировать минимальные амплитуды когерентных колебаний пучка в процессе ускорения от момента инъекции до максимального уровня магнитного поля синхротрона.

Для методики обработки информации важны точность и надежность результата при разумном объеме вычислений. Методики расчета бетатронных частот и других параметров бетатронного движения, применяемые на У-10, основываются на среднеквадратичном приближении аналитических выражений, описывающих бетатронные колебания, к измеренным отклонениям колеблющегося пучка на ряде последовательных оборотов. Максимальная точность измерения бетатронных частот на уровне  $\pm 0,001$  получается при режимах работы ускорителя, близких к эксплуатационным, когда затухание наблюдаемых колебаний пучка невелико и скомпенсирована связь колебаний.

Измерения бетатронных частот, ширины спектра бетатронных колебаний, коэффициента связи колебаний в горизонтальной и вертикальной плоскостях используются при исследованиях ускорителя, оптимизации режима его работы и оперативном контроле состояния систем.

## Аппаратура измерения положения пучка

Сигналы с четырех пластин пикап-электродов (ПЭ) обрабатываются по схеме, показанной на рис. 1. Истоковые повторители (ИП), к которым подключены пластины ИП, установлены непосредственно на вакуумной камере и нагружены на согласованные коаксиальные длинные линии, по которым сигналы передаются на расстояние около 100 м из магнитного зала в помещение пульта управления синхротроном. Верхняя граничная частота ИП (60 МГц) и его постоянная времени в области больших времен (3 мкс) обеспечивают надежную передачу полезной информации во всем диапазоне параметров пучка в процессе ускорения.

Два блока амплитудных детекторов с синхронным сбросом и разностным каналом (АДСР) объединяют попарно сигналы с ПЭ и вырабатывают импульсы с плоской вершиной, амплитуды которых пропорциональны разности амплитуд исходных сигналов. В схеме АДСР (рис. 2) применяется широкополосный усилитель на дискретных элементах, описанный в работе / 5 /. Работа амплитудного детектора тагируется частотой ускоряющего поля  $f_y$ , сфазированной в диапазоне от 1 до 5 МГц с банчевой структурой пучка при помощи блока программируемой задержки (БПЗ). Емкости  $C_1, C_2$  заряжаются с максимальной скоростью 400 В/мкс до амплитудных значений сигналов банчей, поступающих с противоположных пластин ПЭ, за время полупериода тактовой частоты. Уменьшение полезного сигнала на емкостях из-за утечки накопленного заряда происходит со скоростью, не превышающей 50 мВ/мкс. Выходные усилители блоков АДСР вырабатывают сигналы разностей  $\Delta X$  и  $\Delta Z$ , которые поступают на входы процессорных преобразователей напряжений в цифровой код (ППНЦ), построенных на основе быстродействующих 8-разрядных АЦП с частотой преобразования до 20 МГц (ИС 1107ПВ2).

Блоки ППНЦ измеряют разностные сигналы  $\Delta X$  и  $\Delta Z$  серии последовательных банчей с тактовой частотой ускоряющего поля  $f_y$  и засылают информацию в ОЗУ емкостью 1 К (ИС 132РВ4). Так как кратность ускоряющей частоты У-10 равна четырем, в ОЗУ оказывается записанной информация о положении каждого банча на 256 последовательных оборотах. Независимое измерение положения каждого банча позволяет определять в одном цикле обе бетатронные частоты  $\nu_x$  и  $\nu_z$ , толкая пучок в горизонтальной и вертикальной плоскостях короткими импульсами, смещенными по времени на один или два периода ускоряющей частоты.

## Обработка информации

Если пучок монохроматичен по бетатронным частотам и связь бетатронных колебаний отсутствует, наблюдаемый с ПЭ сигнал можно представить в виде

$$Y(k) = \xi + A \sin(2\pi \Delta \nu k + \varphi), \quad (1)$$

где  $\xi$  - смещение равновесной орбиты,  $\Delta \nu$  - дополнение бетатронной частоты до ближайшего целого,  $A, \varphi$  - амплитуда и начальная фаза колебаний.

Последовательность  $\{Y_k\}$ ,  $k = 0, 1, \dots, N-1$ , измеренных значений  $Y(k)$  на  $N$  оборотах позволяет найти неизвестные параметры в выражении (1), минимизируя функцию

$$F = \sum_{k=0}^{N-1} \{Y_k - Y(k)\}^2, \quad (2)$$

т.е.

$$F(\xi, A, \Delta \nu, \varphi) \rightarrow \min. \quad (3)$$

Первое приближение решения (3) обычно находится при помощи дискретного

Фурье-анализа последовательности  $\{y_k\}$ , при этом искомое значение оказывается локализовано на отрезке

$$\frac{m}{N} \leq \Delta \nu \leq \frac{m+1}{N}, \quad (4)$$

где  $m$  и  $m+1$  - не равные нулю номера двух соседних максимальных по амплитуде дискретных коэффициентов Фурье для последовательности  $\{y_k\}$ . Уточнение  $\Delta \nu$  может проводиться разными способами. Мы применяем итерационную процедуру поиска амплитудного значения дискретных коэффициентов Фурье с дробными номерами, лежащими между  $m$  и  $m+1$ . На каждом шаге отрезок поиска сокращается в два раза, соответственно вдвое уточняется значение  $\Delta \nu$ . Можно показать, что при  $N$ , большем некоторого значения, описанная процедура позволяет получить приближение  $\Delta \nu$  с произвольной, наперед заданной точностью.

Разброс частиц по бетатронным частотам приводит к затуханию когерентных колебаний. В предположении нормального распределения частиц в пучке по бетатронным частотам сигнал когерентных колебаний, наблюдаемый с ПЭ, представляется известным выражением:

$$y(k) = \xi + A \exp\left\{-\left(\pi \sigma k\right)^2\right\} \sin(2\pi \Delta \nu k + \varphi), \quad (5)$$

где  $\sigma$  - параметр нормального распределения, характеризующий среднеквадратичное отклонение бетатронных частот в пучке от среднего значения. В общем случае нахождение пяти неизвестных параметров в выражении (5) сводится к поиску минимума функции (2). Дискретный Фурье-анализ в данном случае также оказывается полезным, т.к. позволяет получить приближенное решение, обеспечивающее попадание в зону унимодальности функции  $F$ . На практике задача часто упрощается, т.к. некоторые параметры в выражении (5) бывают известны из предварительных измерений и расчетов.

При исследовании резонанса связи бетатронных колебаний  $\nu_x = \nu_z$  бетатронные частоты в горизонтальной и вертикальной плоскостях должны быть близки, а дисперсия пучка по бетатронным частотам мала. В этом случае можно воспользоваться решением уравнения движения в окрестности резонанса связи / 6 / и получить из него выражение для сигналов с ПЭ:

$$x(k) = \frac{1}{2} C \left\{ \frac{A_+}{\omega_+} e^{i(\omega_+ + \Delta \nu_+) 2\pi k} + \frac{A_-}{\omega_-} e^{i(\omega_- + \Delta \nu_-) 2\pi k} \right\} \sqrt{\frac{\beta_x}{2R}} + \text{к.с.}, \quad (6)$$

$$z(k) = \left\{ A_+ e^{-i(\omega_+ - \Delta \nu_+) 2\pi k} + A_- e^{-i(\omega_- - \Delta \nu_-) 2\pi k} \right\} \sqrt{\frac{\beta_z}{2R}} + \text{к.с.}, \quad (7)$$

где  $\omega_{\pm} = \frac{1}{2} (-\delta \pm \sqrt{\delta^2 + |c|^2}) A_+ A_-$  - комплексные постоянные, значения которых выбираются из начальных условий,  $\delta = \nu_x - \nu_z$ ,  $R$  - ср. радиус ускорителя,  $C$  - коэффициент связи колебаний.

Из формул (6), (7) видно, что в спектре сигналов присутствуют две основные частоты

$$\Delta \nu_{1,2} = \frac{\Delta \nu_x + \Delta \nu_z}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\delta^2 + |c|^2}, \quad (8)$$

которые можно определить, анализируя последовательность  $\{y_k\}$ . Соотношение амплитуд гармоник с частотами  $\Delta \nu_1$  и  $\Delta \nu_2$  зависит от начальных условий когерентных колебаний и величины  $\delta$ . Если пучок толкается в одной плоскости, то в другой плоскости при этом наблюдается суперпозиция колебаний с частотами  $\Delta \nu_1$ ,  $\Delta \nu_2$  и разными амплитудами. При  $\delta = 0$  амплитуды колебаний обеих частот равны и в той, и в другой плоскости. Дискретный Фурье-анализ позволяет выделить два непересекающихся отрезка, на которых локализованы  $\Delta \nu_1$  и  $\Delta \nu_2$ ,

если соблюдается условие

$$N > \frac{2}{\sqrt{\delta^2 + |c|^2}} \quad (9)$$

Процедуры уточнения значений  $\Delta V_1$  и  $\Delta V_2$  аналогичны рассмотренным выше.

Значения  $\Delta V_1$  и  $\Delta V_2$  позволяют рассчитать  $\frac{\Delta V_1 + \Delta V_2}{2}$ , а также величину  $\eta = \sqrt{\delta^2 + |c|^2}$ . При  $\delta = 0$  получаем  $\eta = |c|$ .

На рис. 3 приводятся примеры представления информации на экране дисплея при измерении бетатронных частот и других параметров бетатронного движения.

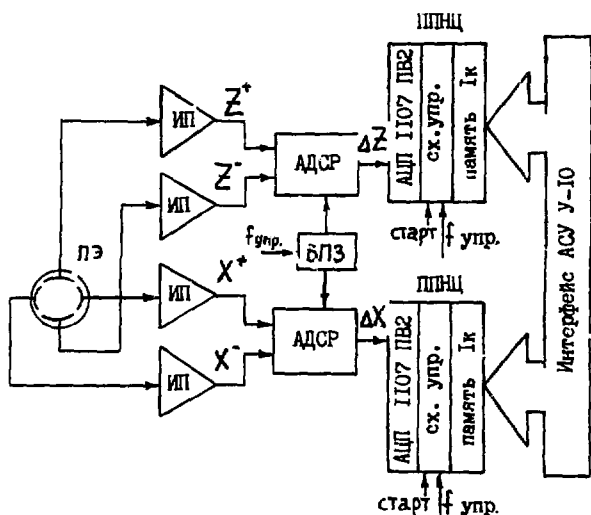


Рис. 1. Структурная схема системы измерения параметров бетатронных колебаний.

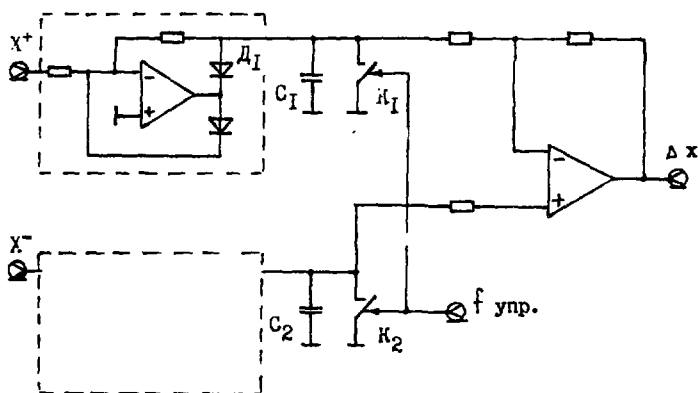


Рис. 2. Структурная схема амплитудного детектора с синхронным сбросом и разностным каналом.



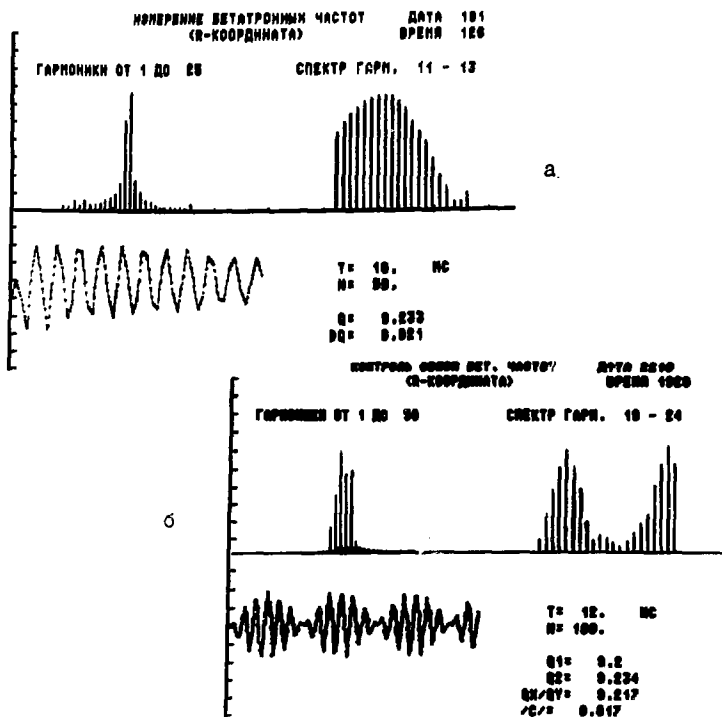


Рис. 3. Примеры представления информации на экране дисплея при измерении бетатронных частот и других параметров бетатронного движения.

#### Оптимизация режима коррекции бетатронных частот

Оптимальные функции  $\nu_x(B)$ ,  $\nu_z(B)$  бетатронных частот от нарастающего при ускорении пучка магнитного поля синхротрона известны из опыта эксплуатации ускорителя и уточняются в каждом сеансе в процессе поисковой оптимизации на максимум интенсивности ускоренного пучка. Настройка бетатронных частот под эталонные зависимости  $\nu_x(B)$ ,  $\nu_z(B)$  бывает необходима при переходе на нетиповой режим ускорения (с нестандартной формой магнитного цикла) либо после существенных изменений характеристик кольцевого магнита в результате модификаций установленного вблизи равновесной орбиты оборудования (замены вакуумной камеры, перестановки ускоряющих станций с мощными магнитными экранами, монтажа новых систем ввода/вывода пучка и т.п.). Связь бетатронных частот с регулируемыми параметрами выражается формулой

$$\nu_{x,z}(B) = \nu_{x,z}^0(B) + K_{x,z}^1 \cdot I_1(B)/B + K_{x,z}^2 \cdot I_2(B)/B + \mathcal{L}_{x,z}(B) \cdot \frac{\Delta P}{P}(B), \quad (10)$$

где  $I_1$ ,  $I_2$  - токи в цепях коррекции бетатронных частот,  $\frac{\Delta P}{P}$  - рассогласование импульса частиц и магнитного поля синхротрона,  $K_{x,z}^{1,2}$  - постоянные коэффициенты,  $\mathcal{L}_{x,z}$  - изменяющиеся по циклу ускорения коэффициенты хроматичности пучка. Для У-10 при низких и средних полях в основном магните  $\mathcal{L}_x \approx -2$ ,  $\mathcal{L}_z \approx -18$ , при максимальных полях -  $\mathcal{L}_x \approx -25$ ,  $\mathcal{L}_z \approx +20$ . Секстуальная коррекция позволяет корректировать  $\mathcal{L}_x$ ,  $\mathcal{L}_z$  в пределах нескольких единиц и только при низких полях в основном магните.

### Результаты экспериментов

Максимальный ток  ${}^7\text{Li}^{2+}$  с энергией 30 МэВ, который выдерживала газовая водородная мишень без образования уточки водорода при давлении  $3 \cdot 10^{-4}$  Па, пока составлял менее 1 мА, что обеспечивало максимальный пучок ядер  ${}^7\text{Be}$  на вторичной мишени МСЦ  $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Т.к. ток  ${}^7\text{Li}^{2+}$  на этой мишени может быть получен в несколько раз больший, то проводится усовершенствование конструкции мишени, в результате чего мы надеемся получить  $10^7$  ядер  ${}^7\text{Be}$  в секунду. При более высокой энергии  ${}^7\text{Li}$ -мишень должна выдерживать больший ток из-за уменьшения с ростом энергии, однако такие испытания не проводились. IE  
dk

Результаты измерения радиоактивности имплантированных ядер  ${}^7\text{Be}$  при двух энергиях пучка  ${}^7\text{Li}$  (30 и 30 МэВ) показаны на рис. 2, откуда видно концентрирование радиоактивности в тонком слое, создаваемом внутри вещества в результате энергии ядер, что с успехом может быть использовано в различных научных и прикладных исследованиях.

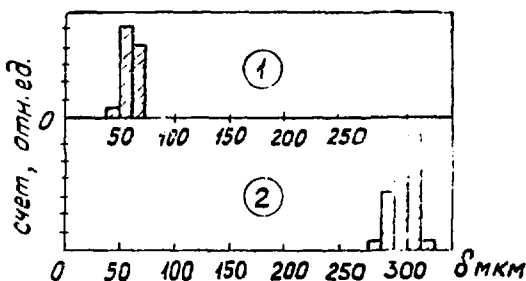


Рис. 2. Истощенные измерения радиоактивности ядер  ${}^7\text{Be}$ , имплантированных в алюминийные фольги, установленные во второй фокальной плоскости МСЦ. Пучок образует в водородной мишени при энергии пучка  ${}^7\text{Li}$  30 МэВ (1) и 30 МэВ (2).

И. П. ДУДИН И ДР.

Sale K.E., Bauer R.W., Boyd R.N. and Mathews G.J. Nucl. Instr. and Meth., B24/25 (1987), 490.

Venikov N.I., Unezhev V.H. and Yudin L.I. Proc. 11th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Ionica, Tokyo (1987), 84.

Дудин И. П., Сидоркин А. И., Гаврилов В. И. Доклады на ежегодном симпозиуме «Высокая энергетика», МГУ, серия «Физика», 1987, т. 1, с. 10.

где  $\delta$  - глубина проникновения поля,  
 $f$  - частота тока возбуждения,  
 $\gamma$  - проводимость материала перегородки,  
 $\mu_0$  - магнитная проницаемость вакуума.

Для типичной частоты возбуждения 1 кГц ( точнее, для основной гармонической спектра импульса тока возбуждения ) глубина проникновения составляет для меди около 2 мм.

Для полного экранирования необходимо брать толщину перегородки примерно в 4-5 раз больше, т.е. 8-10 мм.

Измерения магнитного поля, проведенные на однометровой модели, показали, что качество поля внутри апертуры магнита и величина рассеянного поля вне апертуры мало отличаются от соответствующих характеристик септум-магнита классической конструкции.

Использование экранирующей перегородки, не соединенной с основной обмоткой возбуждения, дает удобные возможности для размещения вакуумной камеры внутри апертуры магнита, что для септум-магнитов УНК сняло бы ряд ограничений. Дальнейшие исследования септум-магнитов нового типа проводились на полномасштабной модели длиной 3 метра, разработанной и изготовленной в ИФЭЭ.

## 1. КОНСТРУКЦИЯ МАГНИТА

Септум-магнит ( рис. 2 ) состоит из магнитопровода 1, четырехвитковой обмотки возбуждения 6, вакуумной камеры 3 с встроенным в нее септумом-экраном 2, двух короткозамкнутых витков 7, элементов крепления 4, 8 и токоввода 9.

Магнитопровод С-образной формы изготовлен из листов электротехнической стали марки 2411 толщиной 0,5 мм. Листы, покрытые изоляционной фосфатной пленкой, склеены в блоки толщиной 49 мм. Магнитопровод стянут четырьмя шпильками из термообработанной стали 40Х, изолированными стеклотекстолитом с последующей протиткой эпоксидным компаундом.

Обмотка возбуждения выполнена съемной и имеет во фронтальной проекции вид уплощенной цифры 8. Материал обмотки - медная труба квадратного сечения 12,5x12,5 мм с каналом для водоохлаждения диаметром 7,5 мм. На отформованную с помощью специального приспособления обмотку накладывается изоляция из стеклотекстолита, пропитанной эпоксидным компаундом. Пропитка и отверждение производится в форме, придающей обмотке окончательные размеры. Обмотка жестко закреплена на магнитопроводе при помощи прижимных плоских пружин и металлических накладок.

Вакуумная камера выполнена из немагнитной нержавеющей стали марки А18-8 (12Х18Н10Т) толщиной 0,5 мм. Для изготовления вакуумной камеры была разработана оснастка, позволяющая выполнить предварительную ( механическую ) и окончательную ( гидравлическую ) формовки.

Септум, представляющий собой медную шину толщиной 10 мм, вставлен внутрь вакуумной камеры и делит ее на две области: наружную - для циркулирующего пучка и внутреннюю - для отклоняемого пучка.

Септум изолирован от вакуумной камеры слоем радиационно стойкой неорганической изоляции из окиси алюминия толщиной 0,15 мм, нанесенной методом плазменного напыления. Покрытия такого рода весьма перспективны в конструкциях магнитных элементов ускорителей /3/.

Импульсное поле септум-магнита возбуждает в стенках вакуумной камеры вихревые токи, вызывавшие нагрев камеры и искажающие поле в зазоре магнита /4/. Чтобы свести к минимуму эти эффекты, камера сделана тонкой и гофрированной. Наличие гофров одновременно способствует механической жесткости вакуумной камеры. Максимальная деформация откачанной камеры в точке наибольшего прогиба не превышает 0,25 мм.

Основные параметры магнита сведены в таблицу.

средствами обеспечить обмен данными между ЭВМ и центральным крейтом <sup>14/</sup>. В подсистеме синхронизации ЛПУ развиты принципы, реализованные в системе синхронизации ускорителя "СИЛУНД-2", которая была рассмотрена в <sup>15/</sup>.

Большое число каналов синхронизации и необходимость их наращивания потребовали применения более современного блока цифровой управляемой задержки и организации подсистемы в виде стандартной ветви КАМАК, что реализовано с помощью блоков КК-005 <sup>13/</sup> и КК-008 <sup>16/</sup>.

В подсистеме используются два типа блоков цифровой управляемой задержки миллисекундного - БЗН <sup>17/</sup> - и наносекундного - КД-301 <sup>18/</sup> - диапазона. В шестнадцати каналах они включены последовательно, что обеспечивает изменение задержки в диапазоне 0-10 нс с шагом 1 нс. В остальных 32 каналах задержка изменяется с шагом 100 нс (используются только блоки БЗН).

Программное обеспечение подсистемы позволяет простыми командами с операторского терминала просматривать величины задержки по всем каналам, модифицировать значение задержки в канале, устанавливать пределы изменения задержки, задавать частоту работы ЛПУ, восстанавливать и сохранять на ПЭМД практически неограниченное количество рабочих режимов и т.п.

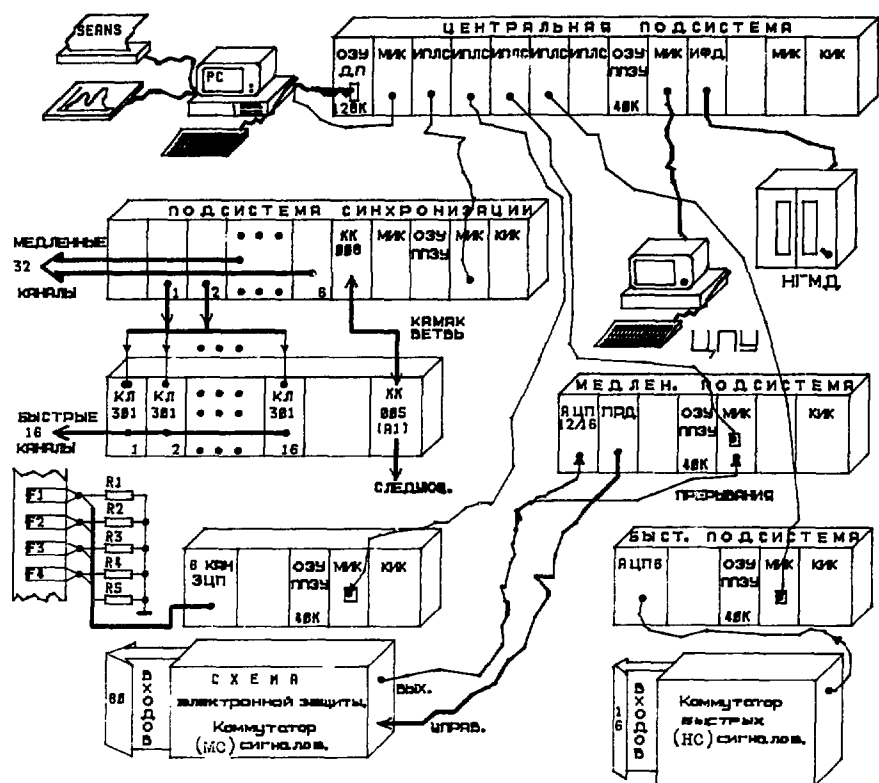
Подсистема контроля и измерения сигналов миллисекундного диапазона конструктивно объединена с электронной схемой защиты, разработанной для предотвращения разрушения ускорительной трубки вследствие отказов каналов формирования ведущего магнитного поля и возникновения нерасчетных нагрузок. Для сокращения длины кабельных линий и уменьшения влияния импульсных помех на электронную аппаратуру часть подсистемы, включающая релейный 80-канальный коммутатор импульсных сигналов и электронную схему защиты, вынесена в экспериментальный зал. Управление коммутатором производится по двухпроводной линии связи. Сигнал с выхода коммутатора по коаксиальному кабелю поступает на 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь АЦПЗ/16 <sup>19/</sup>.

Параллельно каждому входу коммутатора подключены входы электронной схемы защиты, состоящей из 80-ти компараторов и Д-триггеров. На компараторах сравнивается напряжение уставки с уровнем входного импульса. Состояние компараторов запоминается триггерным регистром по стробу. Единичные выходы всех 80-ти Д-триггеров, объединенные по "ИЛИ", подключены к входу прерывания микроЭВМ "МК-1" подсистемы синхронизации. Таким образом, при исчезновении хотя бы одного из контролируемых напряжений вырабатывается запрет на инжекцию пучка, а в подсистеме производится автоматический поиск неисправного канала. При штатном отключении части технологического оборудования возможна маскировка контролируемых сигналов. Электронная система защиты работает непрерывно с момента запуска установки независимо от других подсистем. Измерения сигналов в подсистеме производятся либо вручную в автоматическом режиме, либо по выбранным оператором каналам.

Для измерения мгновенных значений ускоряющих напряжений на индукторах электронного источника и ускоряющих секций специально разработан быстрый шестизарядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП-6), выполненный на основе ИС К11С71В3А. Импульсы длительностью около 50 нс, снимаемые с резистивных делителей, через релейный коммутатор подаются на вход АЦП-6. Измеренные значения накапливаются в буферной памяти АЦП и обрабатываются программами статистической обработки либо визуализируются.

Измерения энергетического спектра трубчатого пучка электронов проводятся на основе метода частичного поглощения электронов в секционированном поглотителе в один цикл. Датчик состоит из 4-х титановых фольг суммарной толщиной 1,5 мм. Сигналы с фольг поступают на вход шестиканального восьми-

разрядного преобразователя заряд-код (ЗЦП). Пятый канал ЗЦП является эталонным и используется для компенсации шумов (помех), приходящих с полезными сигналами с фольг. Полученные из ЗЦП значения нормализуются и пересылаются в ПЭВМ "Правец-16", в которой спектр восстанавливается по измеренному распределению поглощенных в поглотителе частиц путем решения уравнения Эредгольма первого рода; среднеквадратичная ошибка восстановления не превышает 10%.



#### Литература

1. Александров В.С., Голубев И.И., Долбилов Г.З. и др. Труды 4 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.11, Дубна, 1967, ОИЯИ, Д9-87-105, с.193.
2. Зендрот А. и др. ОИЯИ, Д9-87-106, Дубна, 1967.
3. Гельман С.И. ОИЯИ, Д9-87-793, Дубна, 1966, с.107.
4. Гельман С.И., Залидов Н.А. ОИЯИ, Д9-88-400, Дубна, 1968.
5. Гельман С.И. и др. Труды 5 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1961, т.11, с.31.
6. Антохов В.А. и др. ОИЯИ, Д9-82-641, Дубна, 1962.
7. Гельман С.И., Пилир Н.В. ОИЯИ, Д9-84-500, Дубна, 1964.
8. Ворейко В.Г. и др. ОИЯИ, Д9-83334, Дубна, 1978.
9. Попов С.А. ОИЯИ, Д9-86-386, Дубна, 1966.

## ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ В БУСТЕРНОМ СИНХРОТРОНЕ ИФВЭ

С.И.Балакин, В.Л.Брук, В.Н.Говорун, Ю.Б.Дубасов, Е.В.Клименков,  
И.Г.Морозов, В.И.Столповский, В.Г.Тихин, Е.Ф.Троянов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Особенностью магнитной структуры бустера ИФВЭ является большая величина хроматичности:  $p \cdot \partial Q_{r,z} / \partial p = -5$  <sup>1/4</sup>. Это приводит к тому, что когерентная составляющая свободных бетатронных колебаний затухает за несколько десятков оборотов (рис.1а). В этих условиях первоначально рассматривавшаяся система измерения частот [2] с использованием резонансного возбуждения и аналоговых полосовых фильтров оказалась непригодной, т.к. не могла обеспечить необходимой точности.

Поэтому была создана новая измерительная система (рис.2), состоящая из импульсного толкателя, датчика положения пучка, тракта электронной обработки и микроЭВМ. МикроЭВМ, в рамках системы управления бустера, связана с центральной ЭВМ, где задаются параметры измерения, производятся необходимые расчеты и вывод результатов.

Импульсный толкатель представляет собой безжелезный дипольный магнит, выполненный в виде 4-проводной линии, нагруженной на согласующий резистор. Импульс тока в магните создается разрядом формирующей линии через понижаящий импульсный согласующий трансформатор. Амплитуда толчка от 4 мм до 0,4 мм, в зависимости от энергии пучка. Длительность толчка равна периоду обращения пучка.

Сигнал с разрезного пикап-электрода подвергается обработке в устройстве, блок-схема которого приведена на рис.3. Блок подавления сигнала орбиты дает возможность значительно расширить динамический диапазон схемы. Это иллюстрируется на рис. 1а, 1б.

Далее высокочастотный разностный сигнал подается на синхронный интегратор (СИ), опорной частотой для которого служит частота обращения  $\Omega_0$ . Частотная характеристика СИ при условии, что интегрирование производится в течение всего периода  $\Omega_0$ , имеет вид

$$F(\Omega) = K \cdot \text{SINC}(X); \quad X = \Omega / \Omega_0.$$

Поскольку при  $X=1, 2, 3, \dots$  функция  $\text{SINC}(X)$  обращается в нуль, СИ эффективно подавляет частоту обращения и её гармоники и является фильтром, близким к оптимальному для сигнала с пикап-электрода. Реально СИ содержит 2 идентичных канала, работающих попеременно и переключаемых с частотой обращения. Сигнал с синхронного интегратора оцифровывается быстродействующим АЦП<sup>3/с</sup> буферной памятью на первых  $N=64$  оборотах после импульса возбуждения. Буферная память размером 1 Кбайт позволяет за пикл бустера накопить до 16 отсчетов.

Измерениями частот бетатронных колебаний непосредственно управляет микроЭВМ МЭ-80<sup>4/</sup> посредством программирования запуска импульсного магнитного

Рис.1а. Разностный сигнал с пикап-электрода после толчка.

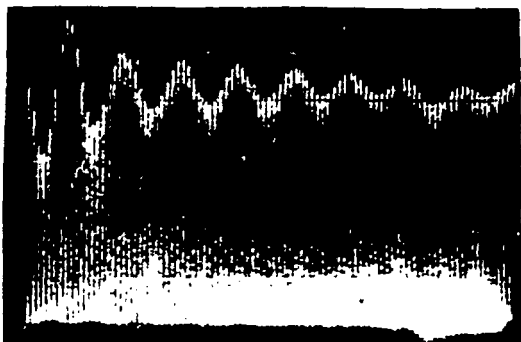


Рис.1б. То же, что на рис.1а, но с вычтенной составляющей замкнутой орбиты.

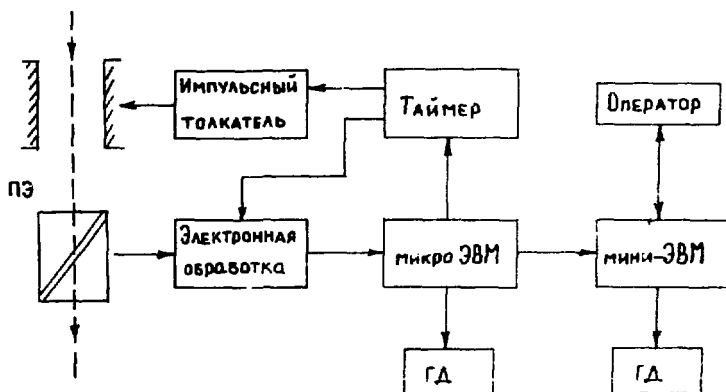
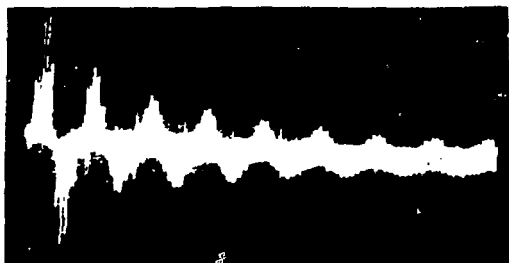


Рис.2. Блок-схема измерения частот безразличия возбуждений.

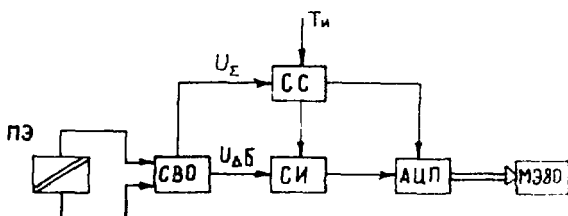


Рис.3. Блок-схема устройства электронной стабилизации сигнала.

толкателя и схемы электронной обработки сигнала. Измерения проводятся по двум направлениям: либо в 16 временных точках указанного цикла ускорения бустера, либо в 16 циклах в выбранный момент времени. По окончании суперцикла бустера микроЭВМ считывает данные из буфера АЦП в свою память и выставляет семафор готовности. Дальнейшая обработка сигнала, а также подготовка управляющих данных производится в центральной мини-ЭВМ ЕС-1010 соответствующей прикладной программой (ПП) в диалоговом режиме.

Управляемыми данными являются значения временных точек в цикле ускорения, номера циклов в суперцикле бустера, направление толчка, номер отсчета, выводимого на графический дисплей /5/ (ГД), подключенный к микроЭВМ, и способа представления обработанных данных на ГД мини-ЭВМ, а именно:

- спектр выбранного сигнала по указанному направлению и его аппроксимация гладкой функцией;
- форма отфильтрованных сигналов на выходе СИ и их спектры для R- и Z-направлений в заданный момент времени и в заданном цикле;
- графики изменения бетатронной частоты во времени в заданном цикле ускорения или от цикла к циклу в заданный момент времени;
- положение бетатронных частот в рабочей клетке ускорителя на фоне резонансных линий.

После передачи управляющих данных в микроЭВМ и считывания по семафору готовности данных из микроЭВМ активизируются обрабатывающие модули ПП. Спектр сигнала вычисляется как преобразование Фурье-функции, полученной вычитанием из каждого отсчета постоянной составляющей, обусловленной аппаратурой, и линейного тренда. Исключив из анализа спектра паразитные гармоники, обусловленные затуханием сигнала на интервале измерения или узкополосными помехами, определяем главную частоту, соответствующую максимальной линии спектра. Погрешность её определения есть  $1/(N-1) \approx 0,016$ , что почти в 4 раза превышает допустимую погрешность. Аппроксимация точек спектра аналитической функцией-кубическим сплайном - и последующий поиск максимума этой функции позволяют повысить точность до 0,002.

## Л и т е р а т у р а

1. В.Л.Брук, А.С.Гуревич и др. Динамические характеристики быстроциклического синхротрона-инжектора ускорителя ИЭВЭ. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, 1987, с.264.
2. А.Н.Мартынов, Н.Л.Сосенский, Л.М.Трубачев. Радиоэлектронная аппаратура системы измерения частоты и подавления когерентных бетатронных колебаний луча бустера ИЭВЭ. Труды ИАН СССР, М., Наука, 1980, вып.35, с.94.
3. К.Б.Дубасов, В.Н.Рыченков. Препринт ИЭВЭ 85-166, Серпухов, 1985.
4. Е.Б.Балдин, В.Н.Говорун, В.Г.Рыбаков, А.Н.Сытин. Препринт ИЭВЭ 82-100, Серпухов, 1982.
5. С.И.Балакин, В.П.Воеводян. Препринт ИЭВЭ 85-38, Серпухов, 1985.



ВСТРАИВАЕМЫЙ КОНТРОЛЛЕР ДИНАМИЧЕСКОЙ ПОДСИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЯ  
НА ОСНОВЕ ОДНОКРИСТАЛЛЬНОЙ МИКРОЭВМ

Л.Л.Брук, В.К.Воробьев, А.А.Инчагов, А.Н.Сухоруков, В.Г.Тишин, С.В.Шехватов  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В системах управления современными ускорителями значительная часть каналов должна обеспечивать динамическое управление, т.е. синхронное периодическое изменение параметров в соответствии с текущим значением времени от какого-либо события в цикле, номером оборота пучка, текущим значением магнитного поля и т.д. Это относится, в первую очередь, к таким подсистемам (ПС), как ПС питания кольцевого электромагнита, ПС коррекции магнитного поля, ПС генерации ускоряющего поля, ПС обратной связи по пучку, а также к устройствам для подавления неустойчивостей пучка и некоторым обштетехнологическим ПС. В этих каналах управляющее воздействие представляет собой функцию соответствующей независимой переменной и главная задача сводится к генерированию этих функций.

В некоторых случаях известно аналитическое выражение требуемой функциональной зависимости и характеристик подсистем (например, зависимость радиочастоты от величины магнитного поля или зависимость величины синхронной фазы от магнитного поля, его производной и амплитуды ускоряющего поля). Для таких каналов управление сводится к изменению параметров этих функциональных зависимостей. В других случаях аналитические зависимости не известны заранее и для управления требуется генерация практически произвольных функций.

Количество информации, требуемое для описания функции, во много раз выше, чем для описания любого статического параметра, поэтому основные требования к системе управления, в основном, определяются динамическими подсистемами. То же относится и к прикладному программному обеспечению.

Разработка встраиваемого интеллектуального контроллера преследовала следующие основные цели:

- унификация контроллеров для различных подсистем ускорителя, которая возможна благодаря тому, что основные свойства контроллера определяются его программой;
- децентрализация данных и их обработки;
- сведение к минимуму магистрально-модульных систем с каркасами, магистралями, многоконтактными разъемами и т.д.;
- максимальная гибкость применения, легкое расширение возможностей каждого канала и увеличение числа каналов;
- возможность установки контроллера непосредственно в управляемый аппарат, у которого потенциал схемы относительно "земли" может быть до 1,5 киловольт.

Основой разработки явилась однокристалльная микроЭВМ K1816BE5I. Микропроцессор предназначен для решения задач непосредственного управления процессами. Высокое быстродействие (большинство команд выполняются за 1 мкс) обеспечивается высокой тактовой частотой и оптимизированным набором команд. На кристалле помимо собственно процессора имеются:

- оперативная память, включающая 128 регистров;
- постоянная перепрограммируемая память (ППЗУ) объемом до 4 Кбайт;
- четыре параллельных 8-битовых порта ввода-вывода;
- два программируемых счетчика-таймера;
- последовательный порт ввода/вывода с расширенными возможностями для организации сети и скоростью обмена до 360 Кбод;
- гибкая система прерываний, обеспечивающая быструю реакцию на внутренние (срабатывание таймеров, работа последовательного порта) и внешние события для синхронизации с процессом.

Разработанный контроллер представляет собой генератор аналоговой функции, которая состоит из линейных векторов, числом до 256, причем каждый вектор может иметь произвольную независимую переменную. Синхронизация начала функции и ресинхронизация внутри цикла осуществляются внешними таймерными импульсами, а отсчет длительности текущего вектора - внутренним таймером микроЭВМ. Все процедуры, кроме преобразования код-напряжения, выполняются программно.

Кроме того, контроллер может осуществлять измерение нескольких напряжений с помощью АЦП и коммутатора, подключенных к магистрали, а также прием и выдачу статусных сигналов (по 8 шт.).

Как правило, некоторое количество таких контроллеров объединяются по территориальному признаку общей сетью связи. Скорость передачи по линии связи - до 19200 бод, чего, по оценкам, вполне достаточно. Контроль выходной величины и статуса управляемого аппарата производится полностью внутри контроллера, поэтому по сети передаются лишь аварийные сообщения. В каждом контроллере производится активная ретрансляция сообщений, при этом в одно кольцо могут быть соединены более 100 контроллеров. Можно выделить несколько задач, которые слабо связаны между собой и требуют взаимной синхронизации и обмена данными:

- инициализация после включения питания или по внешнему сигналу;
- прием, анализ и ретрансляция сообщений по сети;
- проверка корректности принятых сообщений;
- обработка принятых данных, описывающих функцию, и подготовка рабочего массива для программы генерации;
- генерация вектора - линейная интерполяция;
- измерение выходной величины и сравнение результатов с таблицей допустимых значений (отклонений);
- обработка внешних прерываний для синхронизации с процессом ускорения;
- встроенные тесты и программы автономного обслуживания аппарата.

Линейная интерполяция определяет предельное быстродействие генератора функций, поэтому большое внимание было уделено проработке и выбору наиболее быстрого алгоритма. Программа, реализующая выбранный алгоритм, обеспечивает максимальную производную функции 40 Кбит/с. Реальная используемая скорость в 2 раза ниже, так как требуется процессорное время для приема, анализа и ретрансляции сообщений в сети. С учетом разрядности АЦП в 12 бит это означает, что максимальное изменение функции (4095 бит) может быть достигнуто за 200 мс. Это быстродействие вполне достаточно для подсистем медленных протонных синхротронов, таких, например, как У-70 и все ступени УНК.

В заключение отметим, что хотя описанный контроллер изначально разрабатывался для управления коррекцией магнитного поля УНК (1200 каналов на одну ступень), он может быть использован во всех других подсистемах, требующих динамического управления и контроля.

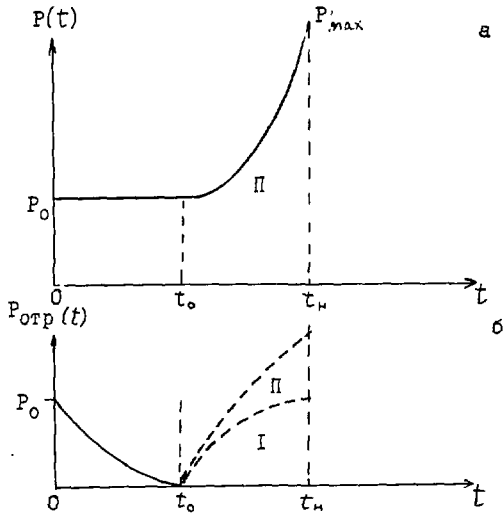


Рис. 1

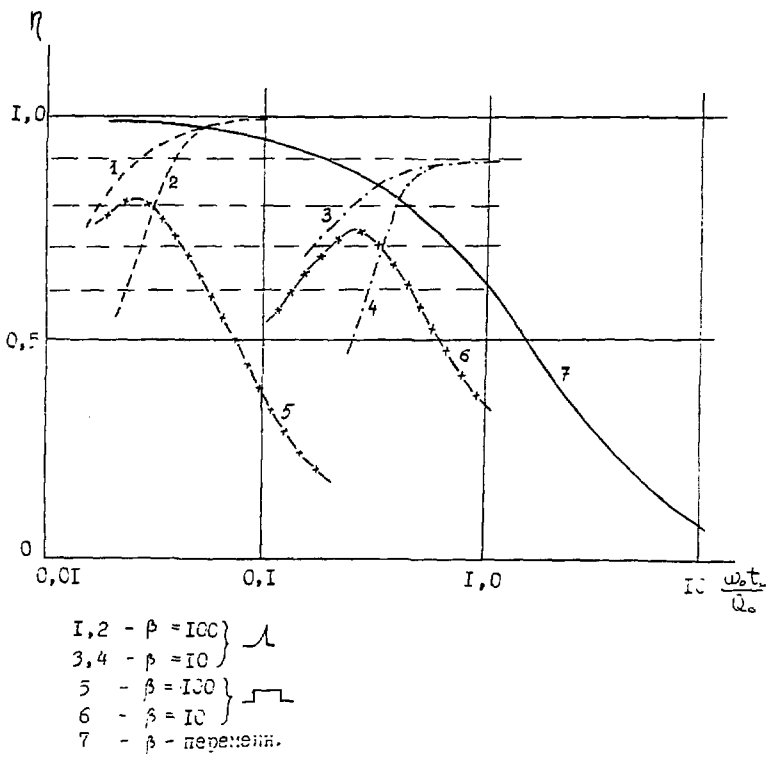


Рис. 2

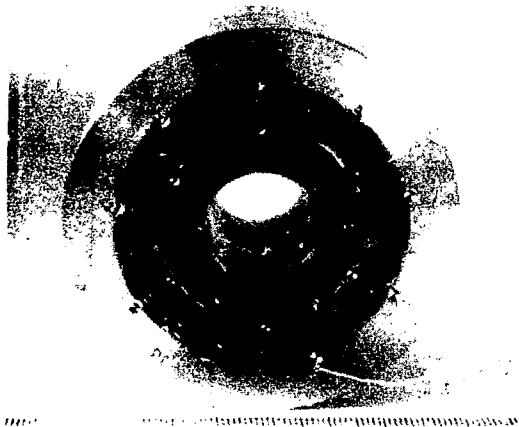


Рис.1. Квадрупольная магнитотвердая линза для открытой в вакуум трубки дрейфа.

На этапе сборки линз осуществлена аттестация барабанов по величине градиента и смещения магнитной оси от геометрической оси внутреннего отверстия в барабане. Комплектация секций линзы проведена так, чтобы обеспечить номинальное значение градиента, о чем говорилось выше, а также минимизировать смещение магнитной оси за счет частичной компенсации полей от барабанов секции на геометрической оси. В результате достигнуто снижение величины смещения магнитной оси в линзе до 30 мкм (среднее квадратичное значение по всем линзам канала).

Поскольку в процессе изготовления трубок дрейфа возможен нагрев линзы до температуры  $80 + 30^{\circ}\text{C}$  во время проведения сварочных работ на медной оболочке, все магниты подвергнуты температурной обработке путем нагрева до  $130+150^{\circ}\text{C}$  и выдержке при этой температуре в течение получаса. Благодаря такой процедуре сварочные работы не привели к ухудшению магнитных параметров линз.

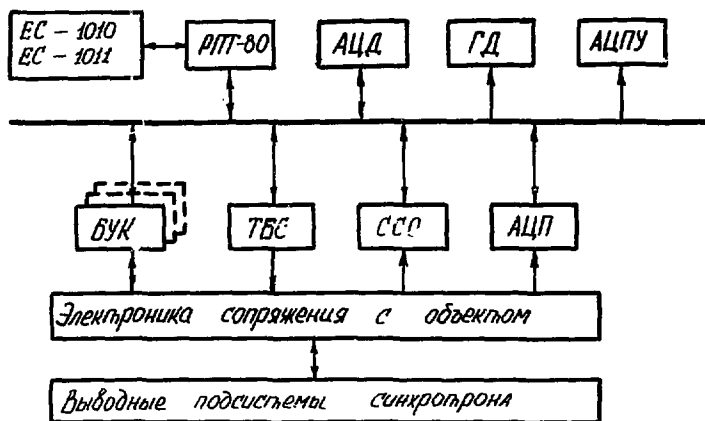
На этапе изготовления линз магнитные измерения проведены с помощью системы четырех датчиков Колла типа ШХС06118А. Датчики расположены на боковых гранях выступа в форме куба с ребром 3 мм, жестко связанного с цилиндрическим телом корпуса. Положение центров чувствительных зон датчиков аттестовано на измерительном микроскопе с точностью не хуже 5 мкм.

Паспортные магнитные параметры линз, а также достаточно полная информация о пространственном распределении поля в рабочей области каждой из них получены в результате обработки данных измерений на прецизионном стенде.

На всех устройствах накопления, хранения и обработки результатов магнитных измерений широко использованы вычислительные машины, позволившие оперировать с большими объемами информации и в несколько раз сократить сроки изготовления комплекта линз для фокусирующего канала линейного ускорителя.

## Л и т е р а т у р а

1. N.V.Lazarev, V.S.Jackkov. The tipless permanent magnet quadrupole lenses. Proc. 1979 Linac Acc. Conf., p.380.
2. Каплический И.М. и др. Опыт использования неявнополосных квадрупольных линз с постоянными магнитами на линейном ускорителе И-2. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1985, т.2, с.57.



### Программное обеспечение СУВ

С целью унификации и обеспечения дальнейшего расширения функциональных возможностей СУВ применен метод модульного программирования. Пакет прикладных программ центральной ЭВМ ПИТ-80 реализован на базе стандартной операционной системы RPS с использованием его ядра и драйверов системной консоли и разработанных нестандартных драйверов периферийных устройств.

Программное обеспечение микропроцессорных блоков БУК, ТБС, ССО выполнено на базе программ-мониторов, реализующих основной цикл функционирования блоков и организующих связи с остальными подпрограммами, а также на базе драйвера асинхронных линий, включающий в себя подпрограммы обмена данными, приема управляющих слов, определяющих режим работы устройств и подпрограммы передачи слов-состояния соответствующего блока.

Программное обеспечение СУВ предоставляет пользователю следующие услуги:

- контроль за состоянием выводных устройств синхротрона;
- измерение, допусковый контроль и отображение на экране дисплея текущих значений всех измеряемых параметров;
- графическое представление измеряемых величин;
- слежение за качеством выводимых пучков и диагностику неисправностей;
- ручное и автоматизированное управление от ЭВМ всеми устройствами вывода при настройке режимов вывода и их стабилизации.

### Заключение

1. Учет специфики управления устройствами вывода ереванского синхротрона и выбор структуры СУВ в виде многопроцессорной системы позволили:
  - на базе маломощной микроЭВМ типа ПИТ-80 организовать систему управления выводом первичных и вторичных пучков из быстроциклического синхротрона с широкими функциональными возможностями;
  - достичь специализации и унификации аппаратно-программных средств позволяющих минимизировать объем и номенклатуру разрабатываемого оборудования.

2. В процессе более полугодовой опытной эксплуатации макета базовой конфигурации подсистемы на первом канале вывода  $\gamma$  - пучков из ереванского синхротрона выявились существенные преимущества СУВ по сравнению с "ручными" органами управления, заключающиеся в заметном улучшении повторяемости вывода, увеличении гибкости при подстройке и изменении режимов функционирования  $\gamma$  - канала, а также в высокой надежности и удобстве эксплуатации. Осуществление фазового управления от  $0,1$  с погрешностью не более  $1$  мкс позволило повысить качество выводимого пучка: например, величина нестабильности энергетического разброса пучка при длительности вывода в  $2$  мс уменьшилась в  $15$  раз.

В настоящее время комплект аппаратуры для оснащения всех каналов вывода изготавливается и налаживается. Дальнейшее развитие СУВ и увеличение ее эффективности связано с разработкой и реализацией в ней алгоритмов автоматизированной и автоматической подстройки и стабилизации режимов вывода частиц из синхротрона.

#### Л и т е р а т у р а

1. Туманян А.Р. и др. Система сбора и обработки информации ереванского синхротрона. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Одесса, 1981, т. 2, с.282.
2. А.С.№ 1021338 (СССР), авт. А.Р.Туманян, Х.А.Симонян, Н.А.Запольский. ОИ, ГФФ, № 47, с.274.
3. Запольский Н.А. и др. Препринт ЕФМ-876(29)-86 Ереван, 1986.
4. А.Абабян А.А. и др. Блок управления каналом вывода  $\gamma$  - пучков из ереванского синхротрона. Препринт ЕФМ-1113(76)-86.
5. А.Абабян А.А. и др. Устройство для контроля диагностики сигналов состояния основных подсистем ереванского синхротрона. Препринт ЕФМ-1093(66)-86. Ереван, 1986.

Данные, приведенные в таблице, получены при соблюдении следующих условий: температура охлаждающей воды  $25 \pm 35^\circ\text{C}$  (температурной зависимости числа спонтанных пробоев в этом диапазоне не наблюдалось), при резком изменении анодного напряжения или после остановок проводился тренировочный цикл в несколько сотен импульсов, данные которого в статистику не включались. При сниженных анодных напряжениях ( $K < 0,6$ ) необходимости в тренировке практически не было.

В рабочем диапазоне температур и напряжении запуска более 2 кВ пропусков в зажигании игнитронных разрядников зафиксировано не было вплоть до окончательного отказа. Однако при температуре ниже  $15^\circ\text{C}$  задержка включения значительно возрастает, что при коротком импульсе поджига может привести к пропуску.

Временная нестабильность включения игнитронного разрядника складывается из статистического разброса задержки включения и ее температурного дрейфа. Кроме того, необходимо учитывать зависимость скорости коммутации от температуры.

На рис. 1 приведено семейство ампер-секундных характеристик одного из экземпляров прибора ИРТ-4 в зависимости от температуры. Видно, что при изменении температуры от  $15$  до  $35^\circ\text{C}$  изменение задержки на уровне 90% амплитуды импульса составляет 1,5 мкс.

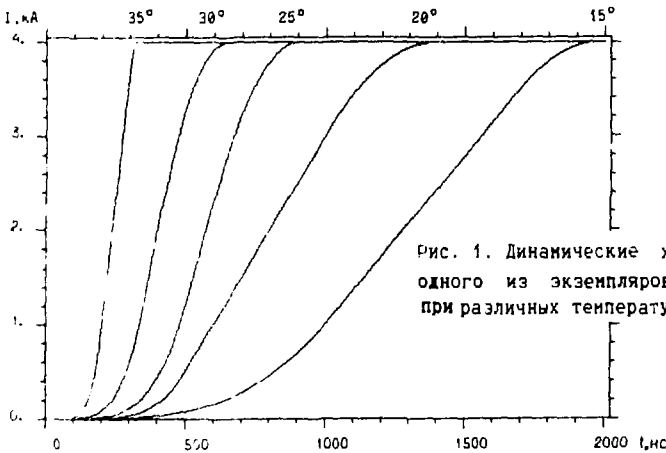
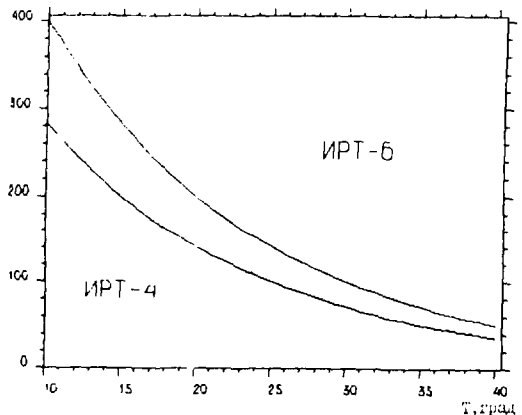


Рис. 1. Динамические характеристики одного из экземпляров прибора ИРТ-4 при различных температурах охлаждающей воды.

Рис. 2. Зависимость дрейфа задержки (в нс/град) от температуры охлаждающей воды для приборов ИРТ-4 и ИРТ-6.



использованием языков программирования макроассемблер и Паскаль и создает среду, обеспечивающую функционирование алгоритмических процессов и процедур, а также взаимодействие с сетью системы управления.

Блок подготовки выполняется каждый раз при перезапуске управляющей ЭВМ, а также используется при обработке внутренних прерываний и в драйвере сети. На время работы блока подготовки все внешние прерывания в ЭВМ запрещены.

Монитор предназначен для инициализации выполнения алгоритмических процедур. Он последовательно просматривает очередь процедур в порядке уменьшения их приоритетов. Когда монитор встретит запрос на запуск процедуры управления, он инициализирует ее выполнение. После выполнения процедуры управление возвращается в монитор и просмотр очереди начинается сначала. Таким образом реализуется алгоритм диспетчеризации с относительными фиксированными приоритетами.

Драйвер сети организует работу сетевого протокола. Он распознает код принятой команды и инициирует асинхронный запуск соответствующей процедуры. Последняя, в свою очередь, может непосредственно инициировать выполнение алгоритмической процедуры (как процесса) либо установить ее в очередь монитора. При передаче сообщения в сеть доступ к буферу данных драйвера является реентерабельным и организован по принципу "последним пришел - первым ушел". Это достигается путем повторной записи данных в буфер, если доступ к нему был прерван каким-либо процессом (критическая секция на рис. 2).

Процесс обработки прерываний таймера выполняет функции контроля времени выполнения системных и алгоритмических процедур, дает возможность их временной привязки и синхронизации. Процессы обработки системных прерываний и ошибок регистрирует их в базе данных системы управления, а при повторяющихся сбоях прекращают выполнение текущих программ, возвращая управление в монитор. При программировании прерываний производится сохранение разделяемых ресурсов (регистров общего назначения и т.п.) и восстановление их при выходе из процесса. При невозможности осуществления сохранения/восстановления полторный доступ к процессу блокируется либо аппаратно через регистры состояния соответствующих устройств, либо программно с использованием счетных флагов.

Программное взаимодействие с датчиками и исполнительными устройствами осуществляется с помощью индивидуальных драйверов. Как правило, они выполняют калибровочные преобразования, позволяя алгоритмам управления работать с физическими параметрами ускорителя, и производят простейшую статистическую обработку поступающих сигналов. Во всех случаях, когда позволяют возможности аппаратуры, драйверы являются полностью реентерабельными (рис 2). Это обеспечивается:

- наличием локальных переменных в языке Паскаль,
- сохранением/восстановлением разделяемых ресурсов аппаратуры, например статусного регистра крайт-контроллера,
- повторным выполнением критических секций, например выбора канала измерения аналогового сигнала.

Реентерабельность драйверов дает возможность доступа к одним и тем же устройствам как из процедур, так и из процессов, в частности, позволяет следить за текущими значениями параметров ускорителя во время работы процедур управления, использующих эти параметры.

Каждая алгоритмическая функция контроля и управления описывается параметром с определенным номером. Над параметрами возможны следующие действия:

- запрос статуса (состояния) параметра;
- запись нового значения (управление);
- считывание значения параметра (контроль);
- задание свободных коэффициентов;
- выполнение предопределенных функций.



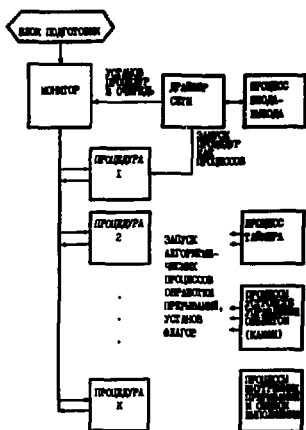


Рис.1. Структура программного обеспечения станции управления ускорителя.

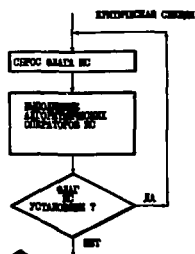
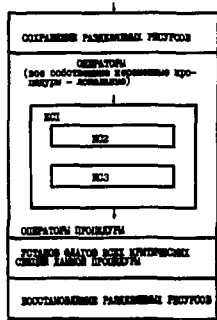


Рис.2. Блок-схема реентерабельной процедуры и критической секции /KC/.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ЛИНИИ ФОРМИРОВАНИЯ  
ЭМИТТАНСА ПУЧКА РАЗРЕЗОВОГО МИКРОТРОНА НИИЯФ МГУ

И.В.Грибов, С.В.Зиновьев, А.С.Чепурнов, А.В.Шумаков  
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Система управления и контроля, с помощью которой осуществлен физический пуск линии формирования эмиттанта пучка разрезного микротрона НИИЯФ МГУ, представляет собой сосредоточенную локальную сеть микроЭВМ. В сеть объединены вычислительные комплексы "Электроника - ДВК", МЭРА-60 (см.рисунок).

На ближнем к объекту управления уровне расположены:

1. Автономные контуры аналогового и цифрового управления. Они реализуют динамические алгоритмы, т.е. обеспечивают формирование заданных переходных либо фазочастотных характеристик управления соответствующими параметрами. При реализации динамических алгоритмов часто используются аналоговые астатические контуры управления. В настоящее время находят большое применение программируемые устройства прямого цифрового регулирования, реализующие соответствующие динамические алгоритмы. К устройствам цифрового динамического управления можно отнести также различные цепи аппаратных блокировок, защиты и т.п.

Примером таких систем в нашем случае является система стабилизации температуры воды, термостатирующей резонаторы линии прерывателя-группирователя пучка.

2. Устройства нормализации сигналов датчиков (от термосопротивлений, детекторных головок и т.д.), обрабатывающие информацию из контуров динамического управления или от отдельных датчиков. На выходе формируются стандартные логические или аналоговые сигналы.

3. Программно-управляемые блоки. Используются программные источники токов типа Б5-47, Б5-49, ряд специально разработанных устройств для управления двигателями, цифроаналоговые преобразователи.

Связь этого уровня с подсистемами управления идет через аппаратуру КАМАК и модули оптоволоконного сбора и распределения аналоговых и дискретных сигналов, обеспечивающие помехозащищенность и полную гальваническую развязку системы управления от аппаратуры ускорителя.

Непосредственно задачи управления и контроля решаются в подсистемах управления. Используются квазистатические алгоритмы управления. Такие алгоритмы работают только с установившимися значениями параметров управления. Их целью является получение заданных характеристик для выходных параметров всего объекта, долговременная стабилизация отдельных параметров, выполнение процедур настройки, оптимизации, тестирования, останова и пуска объекта и т.п.

С целью снижения нагрузки на отдельные компоненты системы управления, обеспечения ее отказоустойчивости, возможности управления пространственно распределенными объектами система управления реализована с использованием нескольких ЭВМ, объединенных в сеть. В нашем случае физический уровень сети звездообразной структуры образован на базе ЭВМ-коммутатора (типа ДВК-1М), соединенного последовательными линиями связи (ИРПС) с подсистемами управления и через параллельный интерфейс с основной ЭВМ. В периферийных ЭВМ для подключения к коммутатору используется системный последовательный порт.

Доступ к управлению ускорителем в настоящее время производится через алфавитно-цифровой дисплей, подключаемый средствами сети к той или иной подсистеме управления, и графический дисплей на базе микроЭВМ "Электроника БК-0010". Ведутся работы по замене этого простейшего доступа к системе на автономный сервисный уровень, выполненный на двухпроцессорном комплексе микроЭВМ.

На основной ЭВМ организована база данных реального времени, осуществляющая

запись ключевых параметров объекта управления, хранение значений различных свободных коэффициентов для алгоритмов управления, параметров объекта в характерных режимах работы и т.п. Здесь же размещается программное обеспечение системы управления. Оно написано на основе разработанной технологии программирования систем реального времени, базирующейся на расширении языка Паскаль. Для передачи данных и программ между ЭВМ разработаны средства сетевой поддержки.

Программное взаимодействие с датчиками и исполнительными устройствами осуществляется с помощью индивидуальных драйверов, позволяющих алгоритмам управления работать с физическими параметрами объекта управления.

На уровне квазистатического управления в системе управления ускорителя используются алгоритмы, привлекающие достаточно точную модель объекта управления. Таким образом осуществляется, например, проводка электронного лучка через оптические центры магнитных линз в тракте его формирования. В то же время применяются и безмодельные алгоритмы управления, основанные на методах оптимизации: алгоритмы поиска экстремума и линейной аппроксимации.

Для однопараметрического управления, когда требуется получить на выходе объекта управления заданное значение одного параметра, используется метод, применяемый для поиска изолированных корней уравнений, известный как метод секущих. С его использованием производится установ токов всех магнитных элементов ускорителя, токов аттенуаторов, долговременная стабилизация частоты опорного СВЧ-генератора.

К системным компонентам, одинаковым для всех управляющих ЭВМ, относятся: блок подготовки, монитор, драйвер сети, процессы обработки внутренних прерываний, прерываний таймера и ошибок выполнения программ.

Блок подготовки выполняется каждый раз при перезапуске управляющей ЭВМ, а также используется при обработке внутренних прерываний и в драйвере сети.

Монитор представляет собой процедуру нулевого уровня и предназначен для инициализации выполнения алгоритмических процедур.

Драйвер сети организует работу сетевого протокола.

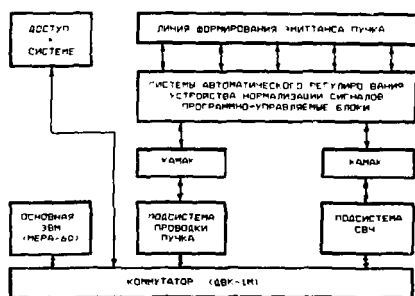
Процесс обработки прерываний таймера выполняет функции контроля времени выполнения системных и алгоритмических процедур, дает возможность их временной привязки и синхронизации.

Сетевое программное обеспечение обладает следующими свойствами: обеспечивает эффективность при передаче команд и небольших массивов данных, работает как с синхронными, так и с асинхронными каналами, представленными стандартными интерфейсами ввода/вывода, процессы ввода/вывода занимают немного места в оперативной памяти ЭВМ, сетевое программное обеспечение одновременно служит средством проверки работоспособности системы.

Вся передаваемая между ЭВМ информация делится на команды и данные.

Получение команды предписывает выполнение определенных действий, например, выполнение процедуры контроля или управления, прием программного обеспечения, выполнение системной функции и т.п. Данные представляют информацию, необходимую для осуществления таких действий.

Процессы ввода/вывода совместно с процессами таймера контролируют время приема и передачи каждого сообщения, что позволяет наряду с другими средствами обеспечить отказоустойчивость системы управления.



Общая блок-схема системы управления и контроля

## РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ДИАГНОСТИКИ НА УСКОРИТЕЛЕ КУТИ-20

Н.Ю.Казаринов, Н.И.Лебедев, А.Б.Рашевский, А.П.Сумбаев, В.В.Тарасов, С.В.Узлов, Б.Г.Щинов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Система диагностики коллективного ускорителя тяжелых ионов ОИЯИ КУТИ-20 [1] объединяет широкий набор аппаратурных средств, позволяющих контролировать электрофизические, динамические и энергетические параметры объектов исследования. КУТИ-20 представляет собой комплекс, состоящий из нескольких ускорительных установок для формирования и ускорения сгустков заряженных частиц, значительно отличающихся друг от друга по параметрам и физическим свойствам (прямолинейный пучок электронов, электронное кольцо на первых оборотах, кольцо в сжатом состоянии, электронно-ионное кольцо на участках ускорения, ионный пучок), поэтому в состав системы диагностики входят детекторы и аппаратура самых разнообразных принципов и назначений: пучковые коллекторы, магнитоиндукционные преобразователи, детекторы синхротронного и тормозного излучений (ФЭУ, фотодиоды, фотосопротивления оптического и ИК-диапазонов), детекторы и анализаторы ВЧ-активности, телевизионные, усилительные и время-анализирующие электронно-оптические системы. В данной работе приводится описание некоторых систем диагностики: системы коллекторных и ламельных датчиков, системы регистрации видеоданных, системы регистрации синхротронного излучения линейными фотодетекторами, системы измерения  $n$  - траектории.

Электронная аппаратура устройств диагностики функционирует на базе распределенного однородного многомашинного вычислительного комплекса (рис.1) с использованием сетевого программного обеспечения "АЛИСА" [2]. Многомашинный комплекс СМ-ЭВМ состоит из двух центральных мини-ЭВМ (СМ-1420, "Электроника-100/25") и нескольких микроЭВМ (МС-1212, "Электроника-60"). В качестве устройств межмашинной связи использованы интерфейсы типа DL -КИ/СМ. Электронная аппаратура, выполненная в стандарте КАМАК, подключена к ЭВМ нижнего уровня. Базовой операционной системой (ОС) многомашинного комплекса является RSX-11M. Для микроЭВМ, не имеющих внешней (дисковой) памяти, с накопителем центральных ЭВМ загружается ОС RSX-11S. Набор прикладного программного обеспечения включает пакеты САМАС, VID1, ГРАФОР.

Для измерений характеристик интенсивных электронных и ионных пучков разработан комплект датчиков коллекторного типа [3], включающий в себя цилиндры Фарадея и ламельные датчики различных конфигураций. В измерениях токовых сигналов с датчиков используются до 30 однотипных каналов, выполненных на базе стробируемых блоков зарядово-цифровых преобразователей с длительностью стробирующего импульса  $\gg 10$  нс. Датчики позволяют производить измерения размеров пучков, положения центра тяжести, распределения плотности тока по сечению, а также измерение эммиттансных характеристик пучка. Для измерения параметров распределения плотности по сечению электронного пучка или кольца при высадке на сцинтилляционный экран, а также измерения параметров распределения интенсивности синхротронного излучения электронно-ионного кольца в видимой части спектра на КУТИ-20 применяется телевизионная система регистрации видеоданных

СРВД (рис.2). Система содержит телевизионную камеру TV, быстродействующий аналого-цифровой преобразователь АЦП, цифровое видеозапоминающее устройство ВЗУ. Аппаратура работает в трех основных режимах: преобразование и запись в ВЗУ видеокадра, хранение и визуализация кадра, запись-чтение ВЗУ по магистрали КАМАК. Время записи кадра 20 мс, размер кадра 256 x 256 точек, интенсивность точки - 6 разрядов. АЦП параллельного типа на базе микросхемы К1107ПВ2 связан с ВЗУ дополнительной шиной данных. Синхронизация и управление АЦП происходит от блока ВЗУ. Блок ВЗУ включает в себя запоминающее устройство (ЗУ) на микросхемах К565РУ5 емкостью 128К 6-разрядных слов, регистры адреса и данных, схему управления и синхронизации, устройство перекодировки интенсивности в цвет (УПИЦ). УПИЦ состоит из трех быстродействующих ЗУ (I55РУ2) и трех ЦАП (I118ПА1). В ЗУ УПИЦ хранится функция преобразования интенсивность - цвет, оперативно изменяемая программным путем. ЦАПы формируют rgb - сигналы из ЗУ УПИЦ. Таким образом, каждая точка может быть представлена одним из 4096 цветов или иметь 64 градаций по яркости при черно-белом отображении. Для представления информации используются видеоконтрольное устройство МС-6 и принтер EPSON EX-1000 с цветной (7 цветов) графической печатью.

Программное обеспечение СРВД выполняет следующие операции:

- производит начальную настройку аппаратуры в режим черно-белого полутонового изображения,
- в режиме диалога производит перенастройку интенсивности в цвет,
- устанавливает связь с накопителями центральной ЭВМ и записывает или считывает изображение,
- производит печать выделенного фрагмента или всего кадра на графической печати в цветном (EPSON EX-1000) или полутоновом (негатив-позитив) виде (EPSON, BNC, D100, SMPI-6320),
- определяет распределение по интенсивности в заданном фрагменте,
- осуществляет перенос фрагмента или всего кадра изображения по экрану, на другую страницу (операция возможна с изменением масштаба) и вычитание фона,
- производит простые математические действия между фрагментами или кадрами изображений, хранящимися на страницах видеопамати,
- осуществляет дополнительные сервисные действия (калибровка по интенсивности, отображение положения маркера, окна, трассировка осей и др.).

Определение параметров электронного кольца, а также получение информации о наличии в кольце ионной компоненты производится измерением параметров синхротронного излучения с помощью линейных комбинаций фотодетекторов. Приемная электронная аппаратура состоит из блоков многоканальных (до 16 каналов) усилителей-преобразователей фототок-напряжение, блока мультиплексоров и 8-разрядного АЦП (на базе параллельного АЦП 1107 ПВ2) с объемом внутренней памяти 2К слов. Сигналы с усилителей поступают на мультиплексор, который обеспечивает поочередное подключение каналов на вход дифференциального усилителя, ко второму входу которого подключен "слепой" детектор, служащий для подавления синфазной помехи. Мультиплексор содержит программируемый генератор тактовых сигналов, формирующий временную программу переключения каналов и управления АЦП. Представление информации производится в виде статических гистограмм, временных и корреляционных зависимостей.

Для оптимизации режима работы магнитной системы компрессора электронных колец (адгезатора) разработана измерительная система формирования  $n$  - траектории электронного кольца ( $n$  - показатель спада магнитного поля сжатия на радиусах, сопутствующих кольцу). Основное содержание работы системы заключается в следующем:

- в одновременной регистрации всех токов катушек магнитной системы быстроэлектрическими АЦП с памятью,

-- в вычислении по определенным ранее геометрическим факторам величин  $B_z, A_\theta,$

$$p = -\frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r},$$

- в вычислении равновесного радиуса  $r_0$  сжимающегося кольца из решения последовательными приближениями уравнения  $M_\theta = M_\theta_0$  для произвольного момента времени,

- в представлении импульсов тока катушек,  $p$  - траектории и  $r_0$  - траектории в режиме real-time на операторских дисплеях и плоттере.

Аппаратура работает следующим образом. На вход ждущего тактового генератора ГС от синхронизатора ускорителя перед началом формирования магнитных полей подается стартовый импульс. Тактовый генератор вырабатывает серию импульсов, которые являются стробирующими для 5 каналов АЦП. Максимальная частота при использовании 4-канального АЦП разработки ЛВЭ ОИЯИ равна 33,3 кГц, т.е. период измерения равен 30 мкс. Преобразователь выполнен на основе интегрального функционально законченного АЦП поразрядного уравнивания КИ113ПВ1. Во входных каскадах применены дифференциальные приемники и схемы выборки-хранения, которые существенно снижают уровень синфазных наводок и улучшают динамические характеристики АЦП при измерении гармонических и импульсных сигналов. Каждый канал АЦП имеет внутреннюю память 4096 слов, но при измерении  $p$ -траектории используется 100, т.к. 100 измерений с дискретом 30 мкс достаточно для определения траектории с хорошей точностью во всем диапазоне формирования магнитных полей. По окончании измерения массивы данных всех независимых токов магнитной системы из памяти АЦП переписываются в ОЗУ микроЭВМ, с дисков центральной ЭВМ считывается массив геометрических факторов работающих катушек, а затем в режиме real-time производится расчет и представление  $p$  - траектории и  $r_0$  - траектории.

В настоящее время системы находятся в эксплуатации и являются штатным набором инструментов ускорителя КУТИ-20.

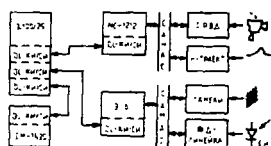


Рис.1. Структурная схема многоканального вычислительного комплекса системы диагностики.

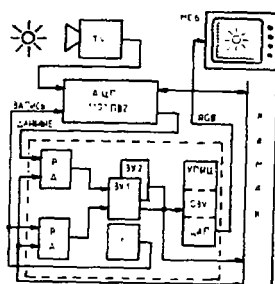


Рис.2. Структурная схема телевизионной системы регистрации видеоданных.

### Л и т е р а т у р а

1. Александров В.С. и др. Сообщение ОИЯИ Р9-83-613, Дубна, 1983.
2. Элинер Б.И., Клименко А.Д., Костылев Л.А. Локальная сеть на базе сетевого программного обеспечения "АЛИСА". Микропроцессорные средства и системы, №6, 1986, с.41.
3. Азорский Н.И. и др. Сообщение ОИЯИ Р10-87-163, Дубна, 1987.

## АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ФАЗОТРОНА ОИЯИ

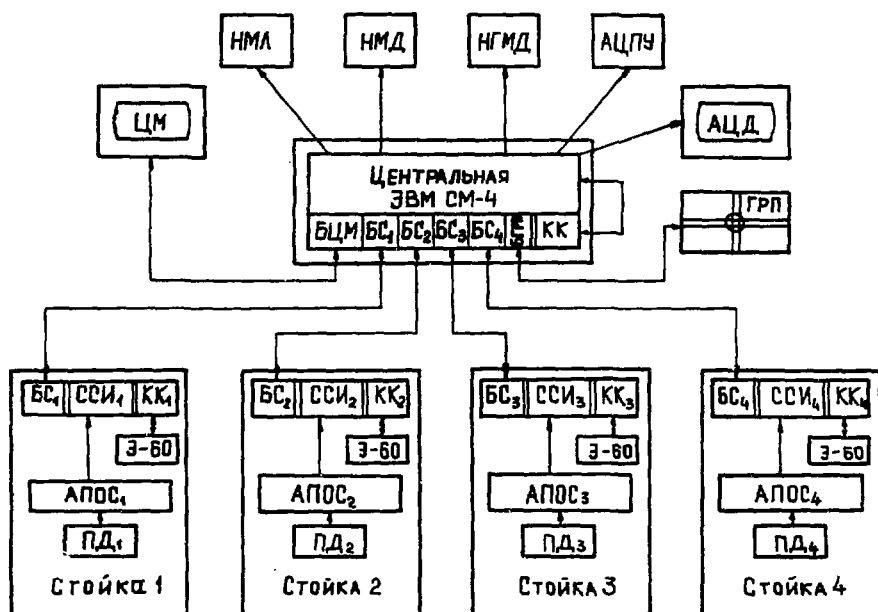
В.Н.Аносов, Ю.Н.Денисов, Г.П.Лешенко, Л.М.Онищенко, В.А.Саенко, А.Л.Беляев,  
З.Н.Шильяникова, Чань Динь Фу

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В 1987 г. в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ введена в эксплуатацию автоматизированная система контроля параметров фазотрона ОИЯИ /1/, которая выполняет следующие задачи:

- регулярный сбор и обработка данных, поступающих от подсистем ускорителя в процессе нормального его функционирования;
- регистрация выхода отдельных параметров ускорителя за границы допустимых значений, сообщение об этом оператору;
- запоминание в банке данных на НМД информации о нормальном функционировании ускорителя, а также о случаях отклонения его параметров от допустимых значений.

Блок-схема автоматизированной системы приведена на рисунке. По структуре это многопроцессорная иерархическая система, в которой на нижнем уровне использованы процессоры микроЭВМ "Электроника-60", на верхнем - процессоры мини-ЭВМ СМ-4.



Информация, принимаемая от датчиков ускорителя, разделена на 4 части ПД<sub>1</sub>, ПД<sub>2</sub>, ПД<sub>3</sub>, ПД<sub>4</sub>, каждая из которых охватывает поле датчиков одного-двух крупных узлов ускорителя: магнитная система и система вывода, вакуумная система, ионный источник и пробники, высокочастотная система.

Аппаратура для обработки информации от каждой из перечисленных групп конструктивно находится в одной стойке и функционально делится на: АПОС - аппаратуру предварительной обработки сигналов, выполненную в стандарте "Бишня"; ССИ - систему сбора информации, выполненную в стандарте КАМАК; микроЭМ "Электроника-60" - для накопления и предварительной обработки информации от одной подсистемы ускорителя.

АПОС предназначена для приведения сигналов от датчиков к виду, необходимому для их регистрации ССИ.

ССИ принимает как дискретные сигналы "Да" - "Нет", так и аналоговые сигналы. Точность измерения аналоговых сигналов -  $10^{-3}$ .

Центральная ЭМ СМ-4 принимает предварительно обработанную и соответствующим образом скомпонованную информацию от периферийных микроЭМ "Э-60" через модули последовательной связи в стандарте КАМАК - БС. Принятая информация запоминается на НМД и по требованию оператора изображается на средствах визуализации: АЦД, ГРП, ЦМ, АЦПУ. Через центральную ЭМ оператор задает режимы работы системы контроля.

Программное обеспечение (ПО) системы контроля фазотрона работает под управлением операционной системы NTS на ЭМ СМ-4. МикроЭМ "Э-60" операционных систем не имеют. Пакет программ периферийных ЭМ загружается в них из центральной ЭМ по линии связи.

Автоматизированная система контроля параметров фазотрона регистрирует 100 аналоговых сигналов и 300 дискретных. К настоящему времени она наработала около 2000 часов.

#### Л и т е р а т у р а

Г. Аносов В.Н., Денисов Ю.Н., Круг Х. и др. ОИЯИ,Р9-81-55,Дубна,1981.



Ю.И.Романов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В сооружаемом в ДВЭ ОИЯИ сверхпроводящем ускорителе релятивистских ядер - нуклотроне <sup>1,2/</sup> для получения тяжелых ионов предполагается использовать электронно-лучевой <sup>3/</sup> и лазерный <sup>4/</sup> источники с высокой степенью ионизации и малой длительностью импульса. Из-за большой протяженности каналов управления и сбора данных возрастает сложность борьбы с помехами вследствие широкого спектра рабочих сигналов нуклотрона и, соответственно, сигналов паразитных наводок. Кардинальное улучшение электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств ускорителя с одновременным сокращением количества линий передачи данных может быть достигнуто за счет внедрения волоконно-оптических мультиплексоров (ВОМ) <sup>5/</sup>. С целью повышения помехозащищенности ВОМ в данной системе реализован метод повторной передачи информации, который компенсирует как возможные сбои в работе электронных блоков, так и помехи, наводимые в волоконно-оптическом кабеле (ВОК) в радиационных зонах. Все процессы синхронизации для приема информации выполняются на уровне разрядов, а также на уровне кадров. При этом сохраняется основной принцип асинхронного метода уплотнения: в отсутствие информационных слов на квантово-электронный модуль (КЭМ) передатчика поступает последовательность импульсов тактового генератора (информационный ноль), а каждое слово начинается с синхروпаузы (СП).

Волоконно-оптический мультиплексор состоит из двух основных модулей: передающего оптического модуля (ПОМ), приемного оптического модуля (ПРОМ) и связующего их волоконно-оптического кабеля (ВОК). Структурная схема ПОМ (рис.1) включает в себя собственно мультиплексор и квантово-электронный модуль (КЭМ) передатчика.

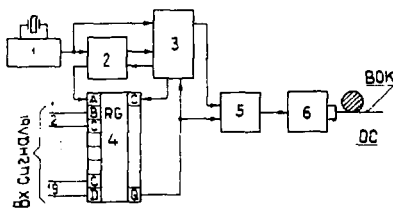


Рис.1. Структурная схема ПОМ.

Мультиплексор состоит из тактового генератора импульсов 1, формирователя знакопеременной синхروпаузы (СП) 2, формирователя сигналов управления 3, параллельно-последовательного регистра оперативной памяти (ОП) 4, формирователя полного сигнала 5. Тактовая частота генератора 1 ( $f_r = 10$  МГц) поступает на входы схем 2 и 3 и тактирующий вход формирователя 5. На вход регистра ОП 4 с электрического разъема, расположенного на лицевой панели блока, в параллельном коде поступают 19-разрядные слова. Моменты поступления кодовых слов на вход регистра ОП случайны. Эта информация заносится в регистр 4 по положительному фронту импульсов записи. Последние формируются в блоке управления 3. Последовательный выход 20-разрядного регистра ОП соединен с первым параллельным входом этого же регистра через инвертор. После записи информационного пакета бит в регистр ОП в последнем под действием тактовой частоты происходит сдвиг и инвертирование уровней информационных разрядов. Формирователь 2 вырабатывает сигналы, синхронизированные с передним (или задним) фронтом кодового слова и жестко

привязанные по фазе к импульсам тактового генератора I. Формирование знакопеременных синхروпауз, разделяющих информационные последовательности, производится в формирователе 3. Эти сигналы поступают на вход регистра 4, где производится преобразование входного параллельного кода в последовательный "без возврата к нулю" (БВН), который, в свою очередь, в формирователе 5 преобразуется в код "Манчестер". КЭМ передатчика 6 предназначен для преобразования выходного сигнала мультиплексора в соответствующие ему по форме оптические импульсы и введения этих импульсов в волоконно-оптический кабель с помощью тестируемого соединителя. На рис.2 показан график роста потерь  $P_z$  при вводе излучения в зависимости от радиального рассовещения моноволоконного световода ( $NA = 0,15$ ) со ступенчатым профилем и центра излучающей площадки согласующего устройства на базе фокона со световедущей жилой диаметром 60 мкм суперлюминоесцентного светодиода (СЛД).

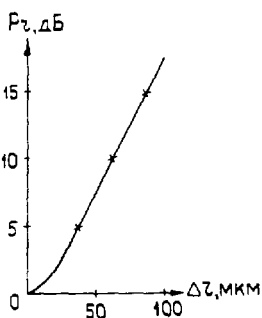


Рис.2. График роста потерь в зависимости от радиального рассовещения световода и центра излучающей площадки СЛД.

Из графика следует, что для получения потерь на стыке  $\leq 1$  дБ это рассовещение должно быть меньше  $\pm 20$  мкм. Рассовещение центра световода относительно центра излучения СЛД на  $\pm 50$  мкм приводит к увеличению потерь при вводе до 8 дБ. Структурная схема ПРОМ (рис.3) включает в себя КЭМ приемника и демультиплексор. КЭМ приемника предназначен для преобразования последовательного цифрового формата данных, поступающих из ВОК в виде оптических сигналов, в соответствующие им по форме электрические импульсы и подачи последних в демультиплексор.

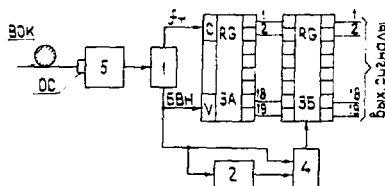


Рис.3. Структурная схема ПРОМ.

Демультиплексор состоит из устройства обратного преобразования кода "Манчестер" в код БВН 1, где происходит выделение тактовой частоты и последовательного кода, схемы выделения синхропаузы (СП) 2, последова-

тельно-параллельного регистра памяти 3А, регистра считывания 3Б, схемы управления 4 регистром считывания.

Информационные сигналы в коде БВН, выделенные формирователем 1, подаются на последовательный вход регистра памяти 3А, и с помощью тактовых импульсов происходит его заполнение. Каждый 20-тактовый импульс, зафиксированный счетчиком схемы управления 4, служит сигналом занесения пакета информационных бит из регистра памяти 3А в регистр считывания 3Б. Обнуление этого счетчика производится импульсом от селектора СП 2 в конце информационной последовательности. Выходной код сопоставляется в узле сравнения с кодом последующего кадра, записанного в регистр памяти 3А. Если эти коды идентичны, то после окончания информационной пачки на выходе узла сравнения появляется сигнал "Лог.0", разрешающий вывод информации из регистра считывания 3Б. Если коды не совпадают, то принятая информация не получает разрешения на выход устройства.

Таким образом, помехозащищенность системы обеспечивается тем, что принятый информационный пакет данных поступает на выход только в том случае, если соответствующая ему кодированная посылка будет принята приемником два раза подряд.

#### Основные технические характеристики ВСОМ

I. Число параллельных входов/выходов . . . . .	- I9
2. Уровни входных/выходных сигналов . . . . .	- TTL
3. Тип последовательного кода . . . . .	- "Манчестер"
4. Скорость передачи информации, мбит/с. . . . .	- 2,5
5. Длина волны излучателя, мкм. . . . .	- 0,81 ± 0,89
6. Мощность излучения передатчика, Вт . . . . .	- 10 <sup>-4</sup>
7. Чувствительность фотоприемника, Вт . . . . .	- 10 <sup>-7</sup>
8. Вероятность ошибки в линейном тракте, не более . . . . .	- 10 <sup>-9</sup>
9. Строительная длина ВСК, м. . . . .	- 630
10. Коэффициент затухания ВСК, дБ, не более. . . . .	- I2
II. Допустимый радиус изгиба ВСК при монтаже линейного тракта, мм, не более . . . . .	- 50
I2. Соединение модулей с ВСК . . . . .	- разъемное
I3. Стандарт кассеты для монтажа ВСОМ . . . . .	- КАМАК, 2М
I4. Напряжение источников питания модулей, В . . . . .	- ± 5; ± 10

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Балдин А.М. и др. Труды 4-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1974, т.2, с.4.
2. Василишин Б.В. и др. ОИЯИ, 9-86-512, Дубна, 1986.
3. Донец Е.Д. Физика элементарных частиц и атомного ядра. Энергоиздат, М., 1982, т.13, с.941.
4. Безногих Ю.Д. и др. ОИЯИ, Р9-84-246, Дубна, 1984.
5. Романов Ю.И. ОИЯИ, 13-88-636, Дубна, 1988.

## СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ КОМПЛЕКСОМ ВЭПП-3

А.Н.Алешаев, С.Д.Белов, А.Н.Дубровин, В.В.Каргалыцев, С.Е.Карнаев,  
В.Р.Козак, С.И.Мяшнев, Ю.И.Щепков, Е.А.Симонов, А.Б.Темных,  
Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Система управления комплексом ВЭПП-3 представляет собой многопроцессорную распределенную сеть, организованную по функциональным признакам. Она построена на разработанных в ИИФ специализированных микроЭВМ "Одренок" [1]. Система включает в себя центральную ЭВМ (ЦМ) с винчестерским накопителем на 45 мбайт, 5 основных управляющих ЭВМ, 3 процессора для непрерывной диагностики и контроля и несколько ЭВМ для автоматизации ведущихся на комплексе экспериментов.

### 1. Структура системы управления

Комплекс ВЭПП-3 состоит из собственно накопителя ВЭПП-3, инжектора "Позитрон" и размещенных на накопителе экспериментальных установок.

Функционально ЭВМ, управляющие накопителем, делятся следующим образом: ЭВМ для управления магнитной системой (магниты, линзы, корректоры, всего около 400 каналов управления и контроля), ЭВМ для управления ВЧ-системой (40 каналов управления и контроля) и ЭВМ контроля за параметрами пучка в кольце ВЭПП-3. Инжектор ВЭПП-3 состоит из линейного ускорителя, его системы питания (ускорителя ЭМИГ-ЗА, импульсного ВЧ-генератора "Тирокон"), синхротрона Б-4 и каналов транспортировки пучка. Управление инжектором производится двумя ЭВМ: ЭВМ, выполняющей функции раздачи управляющих воздействий (около 400 каналов управления), и ЭВМ сбора информации. Для обеспечения надежности и безопасности работ на комплексе используются еще 3 вспомогательные системы: одна осуществляет контроль за состоянием вакуума на комплексе, другая - за радиационной обстановкой, третья система используется для связи с долговременным архивом. Кроме того, к сети управления подключены ЭВМ, управляющие экспериментальными установками, размещенными на ВЭПП-3.

Сеть организована по звездообразной схеме с помощью последовательной системы связи (скорость передачи данных 15-20 Кбайт/с), где ЦМ реализует для сети функции файловой машины, начального загрузчика периферийных машин (ЦМ) и коммуникационного узла для межпроцессорного обмена по принципу "почтового ящика".

Для организации быстрого обмена между процессорами используются интерфейсы локальной сети, позволяющие осуществлять дуплексный обмен со скоростью передачи данных до 200 Кбайт/с.

Система управления ВЭПП-3 выполнена по 2-уровневой схеме: на верхнем, "интеллектуальном", уровне размещены ЭВМ, периферия коммунального использования и частично аппаратура управления. Большая часть аппаратуры управления и контроля вынесена на 2-й, "аппаратный", уровень, в основе которого также лежит конструкция КАМАК. Связь между уровнями осуществляется через сопряжение типа "драйвер - контроллер" крейта [3] с последовательным способом передачи информации. Разработанные в ИИФ сопряжения позволяют выполнять КАМАК-цикл в крейте аппаратного уровня за 100-200 мкс.

### 2. Аппаратные средства

МикроЭВМ "Одренок" представляет собой 24-разрядный процессор со встроенным КАМАК-интерфейсом, оснащенный оперативной памятью 64 Кслов [1]. Имеет

дополнительные эффективные команды блочного обмена через КАМАК-магистраль. Тактовая частота процессора 5 МГц. Конструктивно выполнен в КАМАК-модуле шириной 2 М. В качестве универсальной ЭВМ "Одренок" комплектуется КАМАК-интерфейсом V-24 для подключения 4-х терминалов и электронным диском емкостью до 512 Кслов. К ЦМ через адаптер КАМАК-SASI подключены два диска типа BASF-6185 (по 22.4 мбайт). Диспетчер связи совместно с регистром спецпрерываний позволяет подключить к ЦМ до 16 периферийных микроЭВМ типа "Одренок". К каждой периферийной машине с помощью диспетчеров связи DS-24S и крейт-контроллеров CC-24 [3] может быть подключено до 3-х десятков крейтов аппаратного уровня.

Характеристика основных групп применяемых для управления приборов:

- для управления источниками постоянного питания используется семейство I6-20-разрядных ЦАПов; в дальнейшем планируется переход на семейство ЦАП со встроенными интерполяторами;
- для управления импульсными генераторами и генераторами слаботочной коррекции применяются I6-разрядные преобразователи код-скважность;
- синхронизация подсистем комплекса осуществляется с помощью управляемых генераторов задержки с дискретностью 100 нс.

Аппаратура контроля включает АЦП различных типов и быстродействия с диапазоном измеряемых сигналов I мкВ - I кВ, временами преобразования сигналов 50 нс - 80 мс [4,5], измерители временных интервалов, позволяющие проводить измерения с точностью I нс, различные устройства защиты, ввода-вывода.

Для обеспечения работоспособности комплекса кроме аппаратуры в стандарте КАМАК используется еще множество разработанных в ИИФ уникальных блоков: аппаратура синхронизации инъекции пучка, опроса пикап-станций для контроля орбиты в накопителе, блоки диагностики пучка, аппаратура контроля вакуума и др. Эти блоки выполнены в основном в стандарте "Вишня".

### 3. Программное обеспечение

Одной из основных компонент ЦО системы управления ВЭПП-3 является операционная система "Одренка", специально разработанный для построения управляющих систем. При ее создании учтен опыт управления комплексом ВЭПП-4 и разнообразные новые требования и пожелания, сформулированные разработчиками установки и ее управляющим персоналом.

Другой существенной системной компонентой ЦО ВЭПП-3, разработанной при переходе на распределенную структуру управления и стандарт КАМАК, является обеспечение ЦМ [2].

Одним из основных элементов прикладного уровня ЦО ВЭПП-3 является база данных (Бд), включающая в себя описания всех блоков управления и контроля, элементов и каналов установок комплекса, режимов их работы (таблиц). Объем информации Бд составляет около 100 Кбайт. Использование Бд существенно упрощает программирование взаимодействия с используемой аппаратурой, унифицирует логикой цепой отдельных каналов. Оператору комплекса Бд позволяет работать не с машинными адресами, а с конкретными названиями физических каналов элементов, запоминать какие-то нужные режимы подсистем. Бд делится на две части: одна содержит описание аппаратуры и каналов, другая - режимов работы. Кроме того, Бд разделена по функциональному признаку. Такая организация Бд позволяет легко ориентироваться в большом объеме информации и при необходимости использовать лишь ее отдельные, нужные для работы части. Для составления и редакции базы данных используются программы-редакторы ED3S, ED3S, ED3T.

Основной программой в каждой управляющей ЭВМ, выполняющей функции взаи-

модействия с аппаратным уровнем, является программа *ВАНК*. Другие программы общаются с аппаратурой управления и контроля через межпрограммные каналы обмена с программой *ВАНК*. Этим достигается синхронизация межмашинных обменов, передачи управляющих воздействий, исключаются "столкновения" при работе двух или нескольких программ с одним и тем же устройством, эффективно решается задача синхронного управления многими подсистемами (например, подъем энергии пучка в накопителе, изменение бетатронных частот, коррекция орбиты и др.). В *ВАНК* содержится информация о состоянии всех каналов, обслуживаемых данной ЦМ.

Подъемом энергии пучка в накопителе управляет программа *PRJC*. Входными данными для этой программы являются таблицы, представляющие состояния элементов комплекса в конкретных режимах и времена перехода к ним. *PRJC* инициирует перестройку подсистем накопителя, участвующих в подъеме энергии, в нужные моменты времени передавая в *ВАНК* требуемые значения элементов и времена переходов к ним. После этого *ВАНК* осуществляет синхронный перевод элементов в конечные состояния. *PRJC* может функционировать без вмешательства оператора.

Оперативное вмешательство в работу установок со стороны оператора осуществляется посредством диалоговых программ *VEPP* и *ROLL*. *VEPP* выполняет основные функции управления накопителем ВЭП-3. Программа позволяет гибко управлять любыми каналами установки, описание которых содержится в базе данных.

*ROLL* выполняет те же функции, что и *VEPP*, но для импульсного источника "Позитрон" и учитывает его специфику (например, цикличность работы).

Одним из существенных аспектов управления установкой является необходимость динамической корректировки различных физических процессов. На комплексе в настоящее время работают 4 управляющие программы, построенные на принципе обратной связи. *STBO* - программа стабилизации орбиты пучка в накопителе в процессе подъема энергии, использующая сигнал с пикап-станции, пропорциональный уходу орбиты от среднего положения, и воздействующая на группу корректоров для компенсации этого ухода. *STOR* - программа, следящая за стабильностью токов в импульсных элементах и вносящая поправки в соответствующие каналы управления.

В систему управления включен также широкий набор программ контроля за состоянием элементов и параметров пучков. Наиболее употребительными являются программы типа *COAT*, осуществляющие контроль всех каналов, описанных в Бд.

Имеется множество программ тестирования аппаратуры, генераторов, сервисных программ учета, контроля и пр.

Объем только основных рабочих программ составляет около 1 Мбайта.

Перспективы развития системы управления ВЭП-3 видятся по нескольким направлениям:

- унификация межпрограммных интерфейсов как в рамках одной ЭВМ, так и на сетевом уровне, планирующаяся на интеграции в системное ПО ЦМ и ЦМ новых принципов обмена и базирующаяся на регулярном использовании ИИС;
- новые качества прикладному уровню системы управления позволят придать унификацию механизмов синхронизации программ с событиями внешнего мира;
- повышение удобства работы операторов установки и обслуживающего персонала послужит концентрация терминалов на ЦМ с виртуальным подключением их к любой из ЦМ [3];
- применение ЦАПов с интерполяцией выходного сигнала разгрузит "интеллектуальный" уровень системы и улучшит синхронизацию процессов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пискунов Г.С., Тарарышкин С.Е. Двадцатичетырехразрядная ЭВМ в стандарте КАМАК. Автометрия, 1986, № 4, с.32-38.
2. Алешаев А.Н., Козак В.Р. Программное обеспечение для микроЭВМ "Одренок". Центральная ЭВМ. Новосибирск, 1988. (Препринт ИЯФ, 88-48).
3. Козак В.Р. Драйвер и контроллер для ЭВМ "Одренок". Новосибирск, 1988. (Препринт ИЯФ, 88-24).
4. Батраков А.М., Козак В.Р. Регистраторы однократных импульсных сигналов серии "S". АЦП-101. Новосибирск, 1986. (Препринт ИЯФ).
5. Леденев А.В. Прецизионные измерительные и управляющие системы для ускорителей заряженных частиц. ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1988.
6. А.Н.Алешаев и др. Построение распределенных систем управления крупными электрофизическими установками на базе сетей специализированных микроЭВМ в ИЯФ СО АН СССР и их программное обеспечение. Автометрия, 1986, № 4, с.39-45.

**УСКОРИТЕЛЯ  
ТЯЖЕЛЫХ  
ИОНОВ**

**Председатель: Р.Ц.Оганесян**

**Секретарь: Е.Е.Олейник**

**Сессия 3**

147/118



PROGRESS IN THE CONSTRUCTION OF THE AGOR CYCLOTRON \*  
 H.V.Schrauder, for the AGOR staff.  
 K.V.I., University of Groningen, Netherlands

1. INTRODUCTION

The AGOR cyclotron, a joint undertaking of the Kernfysisch Versnellend Instituut (KVI), Groningen, Netherlands and the Institut de Physique Nucléaire (IPN), Orsay, France, will be a compact cyclotron with superconducting coils (1),(3). Fig.1 shows the range of energies for ions of different charge states. The machine is unique in being designed for the acceleration of protons as well as heavy ions.

The construction of the 15 sets of correction coils has recently started, the work is expected to be completed in May 1989. Coil sets 1, 2, 14 and 15 will be used for beam centring as well as for isochronizing the magnetic field, the other coils will serve only for isochronization. Most of the coils will be wound in a double layer, using conductor with a rectangular cross-section. The centre of the two layers is taken to the outside, where the two sections are electrically connected in series. The cooling channels are connected in parallel in order to guarantee sufficient flow of coolant. The power dissipated in these coils is expected not to exceed 32 kW for any point of operation.

The design of the field mapping equipment is in progress, it will be similar to the equipment used at MSU for mapping the K800 machine. A radially moving search coil is connected to a precision voltage to frequency converter and a NMR system is used for calibration and stability checks. We intend to be able to take field maps while the vacuum cover on the poles is in place, although the available height is then reduced to 35 mm.

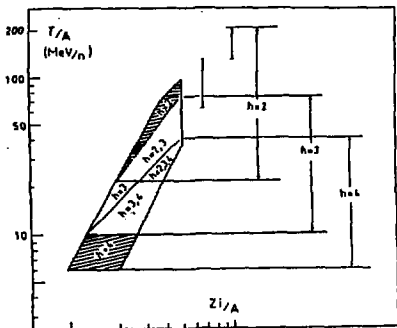


Fig.1. AGOR operating diagram: beam energies vs. charge states.

The main parameters of the cyclotron are given in table 1.

Table 1 - Main cyclotron parameters.

Bending limit (Kb):	600 MeV
Focusing limit (Kf):	220 MeV
Pole diameter:	1.18 m
Number of sectors:	3
Minimum gap:	0.07 m
Range of field in centre:	1.75 - 4.07 T
Number of main coil pairs:	2
Energy stored in main coils:	58 MJ
He liquefier capacity:	50 l/h
Number of trim coils:	15
Max. power in trim coils:	32 kW
Number of RF cavities:	3
RF frequency range:	24 - 62 MHz
Nominal accelerating voltage:	85 kV
Max. RF power in cavity:	32 kW
Harmonic numbers used:	2, 3, 4.

The machine is now being built in Orsay and will, after initial beam tests, be transferred to the KVI for final installation. The project, initially approved in December 1985, has formally entered the construction phase in May, 1987. Procurement of components is well under way and the first items are now arriving in Orsay.

2. MAGNETIC CIRCUIT

Production of the magnetic circuit is nearing completion; the six magnet rings have been finished, work on the pole plugs and the poles is scheduled for completion in December. Measurement of the saturation magnetization on samples of the castings yielded values of  $M = 2.16$  (.01), exceeding the specified minimum value of 2.14 Tesla.

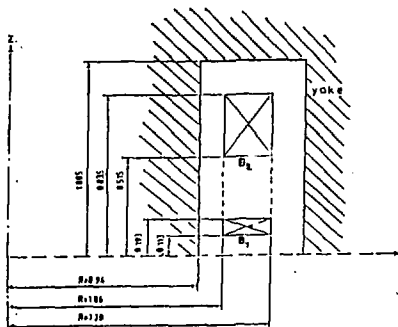


Fig.2. Geometry of superconducting coils in yoke.

3. SUPERCONDUCTING COILS AND CRYOSTAT

The geometry of the superconducting coils is shown in fig. 2. Coil B1, close to the median plane, contributes mainly to the gradient of the field between the poles. Coil B2 when used together with a small admixture of field from coil B1, produces a field which is nearly constant with radius. The operating diagram of the cyclotron, in terms of the current densities in the two main coils, is given in fig. 3.

Due to the relatively large distance between the coil pairs, the maximum attractive forces are not very high, approximately 450 tons. It was therefore possible to split the cryostat in an upper and a lower half, connected across the median plane by a support structure consisting of 6 pillars. This construction, illustrated in fig.4, results in relatively much room temperature space being available for deflectors and access ports in the median plane area. The coils will be fully vacuum impregnated for preventing any conductor movement, they will be enclosed in a stiff structure of stainless steel which guarantees the required positional accuracy. However, the coils are not designed to adhere to this structure and their outer surfaces will be in contact with liquid helium. The stresses under load and the resulting deformations of coils and support structure have been analyzed using the 3-D finite element computer code CASTEM. The maximum shear stress in the

coil impregnant is 12 MPa, the maximum hoop stress in the conductor is 110 MPa and the deformations do not exceed 0.25 mm.

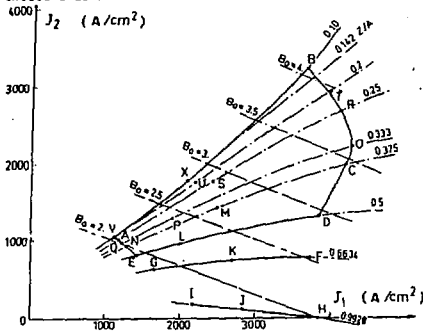


Fig.3 . Operating diagram for superconducting coils.

Some characteristics of the coils and the cryostat are given in Table 2.

Table 2. characteristics of coils and cryostat.

conductor:	NbTi Rutherford cable.
filaments:	60 um diameter
conductor:	coil 1: 3.0 * 5.3 mm <sup>2</sup>
	coil 2: 5.5 * 8.6 mm <sup>2</sup>
current:	coil 1: 850 A
	coil 2: 1800 A
stored energy:	58 MJ
quench voltage:	1000 V
cooling req'd at 80 K:	190 W total guaranteed
cooling req'd at 4.5 K:	11 W total guaranteed
current leads:	7.5 l/s (liquid helium)

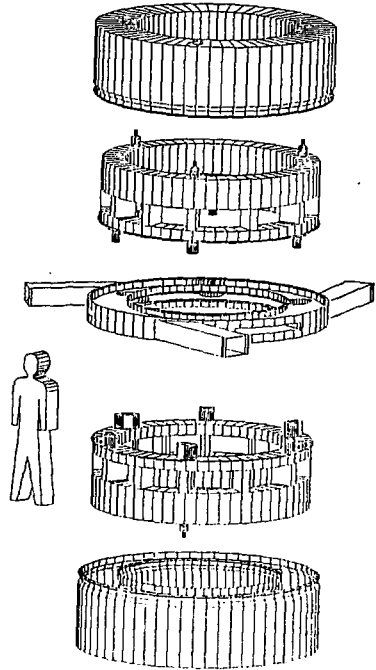


Fig.4. Exploded view of cryostat and coil package.

#### 4. RF SYSTEM

Early in 1988 a full scale model of a resonator was constructed from copper covered plywood to an estimated dimensional accuracy of mm, allowing measurements such as the voltage distribution along the electrodes and the distribution of current in the shorting plates. Using these results as inputs in the cavity calculations, we now foresee a maximum power input of 32 kW for obtaining the nominal accelerating voltage of 85 kV in the machine centre. The current density in the short circuit will not exceed 35 A/cm<sup>2</sup>, well below the limit of the planned rf contacts.

Three 70 kW power amplifiers are on order at Herfurth GmbH (Hamburg, FRG). Delivery is scheduled for March 1989.

Engineering for the construction of the resonators is well under way. Construction of the resonators should start in June 1989.

#### 5. INJECTION

The dual-cusp ion source has been installed and tests have begun. The ion-optical design of the beamline that will be constructed for beam tests at Orsay has now been frozen.

The orbits in the central region have been calculated using 'refraction' at equipotential planes that have been measured on a 5:1 model in an electrolytic tank (2). Although harmonic modes 2,3 and 4 are required for accelerating all beams, a single geometry of the central region has been found which allows acceleration in all harmonic modes without adjustments other than a change of inflector. The beams are centred to within 0.3 mm (for h=2) or 1.5 mm (for h=3,4). We plan to use correction coil sets 2 and 3 to recenter these orbits at the radius of 25 cm, where centring probes will be mounted.

#### 6. EXTRACTION

Beam dynamics during extraction are being studied by tracking orbits in field maps, which, up to now, are obtained by calculation. The calculations are carried out for 6 different beams that span the operating diagram of the machine as illustrated in Fig.5. Most of the beams will be of relatively low energy (some 10's of MeV/A) and their emittance will therefore not be very small. Consequently, these beams require multistage extraction. For the higher energy (i.e. High Ion) beams, single turn extraction is envisaged. In order to study the multistage extraction process in detail, specifically with the aim of producing the entire 6-dimensional emittance of the external beam, a multiparticle orbit code was written.

The elements of the extraction system and their location in the cyclotron are illustrated in fig.6, which shows a median plane section of the cyclotron. The first element is an electrostatic deflector (esd), which is followed by two electromagnetic channels (eme1 and eme2). Final focussing is provided by two quadrupoles located in the passage through the magnet yoke.

In order to reduce the aperture requirements of the extraction elements we have optimized for a maximum degree of coincidence of the six representative

камеры с 15 мм до 9 мм. На эти диски внутри камеры под медной плакировкой устанавливаются кольцевые шиммы и концентрические обмотки. Зазор между медными пластинами (плакировка) внутри вакуумной камеры в основном сохранился, поэтому изменение емкости высокочастотного резонатора незначительно.

Размеры и расположение кольцевых шимм выбирались расчетным способом и удовлетворяют двум требованиям: сохранению необходимого спада при  $V_0 = 1,45$  Тл и получению минимального относительного роста магнитного поля при  $V_0 = 1,0$  Тл с учетом облегчения компенсации роста дополнительными токовыми обмотками.

Расчеты проводились по программе POISCR <sup>/7/</sup>, которая решает задачу магнитостатики на нерегулярной треугольной сетке с учетом нелинейной зависимости  $B(H)$  для железа. Сечение магнитопровода изменялось в соответствии с условиями аксиальной симметрии <sup>/8/</sup>.

Размеры внешних кольцевых шимм оптимизировались исходя из условия, что их высота не должна превышать 5 мм. При этом освобождается место для установки гармонических обмоток. Центральные шиммы остались неизменными.

Расчеты показали, что размер и положение внутренних кольцевых шимм сильнее влияет на вид зависимости  $B(r)$ , чем параметры внешних шимм. На рис.2 приведен пример влияния диаметра внутренних шимм на спад поля при сохранении их поперечного сечения. Видно, что уменьшение диаметра (увеличение  $\delta_r$ ) приводит к уменьшению спада поля для  $V_0 = 1,45$  Тл. При  $V_0 = 1,0$  Тл влияние их диаметра на относительное изменение поля  $\Delta B/V_0$  на краю магнита оказывается незначительно большим. Это важное обстоятельство для оптимизации размеров шимм. Аналогичное влияние на спад поля оказывает и удаление кольцевых шимм от полюсов. Проведенные расчеты показали возможность уменьшения сечения внутренних кольцевых шимм, что позволило освободить место для токовых катушек. В окончательном варианте внутренние кольцевые шиммы высотой 9,5 мм расположены на расстоянии 8 мм от полюсов и по радиусу  $\Delta R = (520 + 580)$  мм. Величина уступа на внутренних шиммах (см. рис.1) выбрана исходя из анализа экспериментальных данных. Процедура оптимизации подробно описана в работе <sup>/9/</sup>.

Экспериментальная проверка результатов расчета магнитных полей показала, что их точность составляет (0,4...0,9) %, причем данное отклонение имеет систематический характер.

На рис.3 приведено измеренное распределение магнитного поля для выбранной конфигурации ферромагнитных элементов при  $V_0 = 1,45$ , 1,25 и 1,0 Тл. Видно, что для  $V_0 = 1,45$  Тл требуемый спад  $B(r)$  сформирован, при этом для  $V_0 = 1,0$  Тл рост поля на  $r = 52$  см составляет лишь 1,44 %.

Heat is transferred over the vertical distance of 1 m between refrigerator and cryopanel by a system of two coaxial heat pipes. It uses liquid/gaseous nitrogen and liquid/gaseous H<sub>2</sub> at the temperature levels of 80 K and 20 K respectively. Fig.8 schematically shows the construction of this system. A prototype was completed in May and measurements have shown that the power available at the cryopanel is 36 W at 80 K and 2 W at 20 K. Vacuum measurements have indicated pumping speeds of 650 l/s for N<sub>2</sub>, which is half of the required pumping speed and 1300 l/s for H<sub>2</sub>, which is in excess of requirements. We conclude that the baffle needs improvement.

## B. PROJECT STATUS

The current status of the project in the context of the overall project planning is shown in table 4, which shows major milestones both past and future.

Table 4. AGOR milestones.

Conceptual design:	1983
Agreement FOM - IN2P3:	Dec.1985
AGOR Design Report:	Oct.1986
Approval to start construction:	May 1987
Civil engineering completed:	Apr.1988
Magnet construction:	Jan.1988-Mar.1989
RF amplifier construction:	Jan.1988-Feb.1989
RF resonator engineering:	Jun.1988-May 1989
Main coils/cryostat construction:	Jun.1988-Aug.1990
Cryopump prototype test:	Jul.1988
Control system in use:	Sep.1988
Ion source delivered:	Oct.1988
Overhead cranes installed:	Nov.1988
Magnet assembly:	Apr.1989
Helium liquefier installed:	Jan.1990
Mount cryostat in magnet:	Sep.1990
Field mapping:	Oct.1990-May 1991
Resonators available for mounting:	Aug.1991
Start beam tests:	Aug.1992

(1) S.Gales, AGOR, a superconducting cyclotron for light and heavy ions. Proc. 11th Conf. on Cyclotrons and their Applications (Icnice, Tokyo, 1987), p.184.

(2) J.P.Schapira et al., Axial injection system for the superconducting cyclotron AGOR, *ibid.*, p.495.

(3) C.Bieth, Status report on the AGOR cyclotron, Dubna, 1986.

---

\* Work jointly supported by the "Stichting voor Fundamenteel Onderzoek der Materie" (FOM), Netherlands and the "Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules" (IN2P3), France.

## HEAVY ION PROGRAM AT IMP

HIRFL group (presented by Wei Baowen)  
Institute of Modern Physics, Academia Sinica  
P.O.Box 31, Lanzhou, China

### Introduction

The 1.5m conventional cyclotron designed and fabricated by USSR was starting to be assembled in IMP in 1960 and put into operation in 1963. During 1960s, it was mainly used for fast neutron physics study and radioisotope production by using the extracted proton, deuteron and  $\alpha$ -particle beams. Since IMP started to do researches on heavy ion nuclear physics at the beginning of 1970s, the experimental work has been done on this cyclotron modified to accelerate carbon, nitrogen and oxygen ions to energies of about 73, 105 and 85 MeV respectively. As the further development of heavy ion physics requires much modern facilities, the possibility of building a new heavy ion research facility in Lanzhou (HIRFL) was therefore surveyed. The idea of using the existing cyclotron converted to 1.7m sector focusing cyclotron (SFC) as the injector and constructing a new separated sector cyclotron (SSC) as the main accelerator was soon taking shape. The main goal of this project is set as follows:

- acceleration of ions from carbon to xenon with maximum energies of about 100 MeV/u for light ions (C-, N-, O-, Ne-) and 5 MeV/u for Xe-;
- beam intensity ranging from  $10^{12}$  pps for light ions to  $10^{10}$  pps for heavier ions;
- energy resolution being about  $10^{-3}$ ;
- beam emittance being about 4 mm mrad.

As of May 1987 the  $C^{4+}$  and  $O^{5+}$  beams have been extracted from the injector SFC. Three experiments on heavy ion nuclear physics have been done by using these beams. The assembling, magnetic field mapping, vacuum pumping and rf conditioning of the main accelerator SSC have been completed recently. The beam tuning of the whole system is under progress. The beam extraction from SSC is scheduled at the end of 1988.

A photograph (figure 1) shows the main accelerator SSC and a part of the beam line from SFC to SSC.

After a short recall of the HIRFL parameters the recent progresses mentioned above as well as the construction of the post beam line and experimental equipments are discussed in this report.



Fig. 1. A photograph showing the main accelerator SSC and a part of the beam line from SFC to SSC.

### Recall of HIRFL Scheme and Parameters

The HIRFL scheme and parameters have been described in previous publication<sup>[1]</sup>, let me however recall the main points.

Figure 2 shows the general layout of HIRFL. It consists of following main parts:

- an injector SFC with energy constant  $K=69$
- a main accelerator SSC with energy constant  $K=450$
- 60m beam line from SFC to SSC
- experimental areas and concerning beam lines.

Table 1. Main parameters of HIRFL

Orbit parameters	
Injection mean radius	1.00m
Extraction mean radius	3.21m
Radial betatron frequency	1.087-1.202
Vertical betatron frequency	0.742-0.864
Sector magnet	
Number of sectors	4
Sector angle	52°
Magnet gap	10cm
Maximum field	16kG

Number of trim coil	36
<u>Radio frequency</u>	
Frequency range	6.5-14MHz
Number of Dee	2
Dee angle	30°
Peak voltage	100-250kV
RF power	240kW
Harmonic number	2-10
Accelerating aperture	5cm
Q-value	6000-10000
Coupling loop impedance	20-100Ω
<u>Vacuum</u>	
Volume of the vacuum chamber	100m
Operating pressure	$1.3 \times 10^{-3}$ pa
Total gas load	$1.9 \times 10^{-3}$ pa m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup>
Effective pumping speed	$1.4 \times 10^2$ m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup>
<u>Buncher</u>	
Frequency range	26-56MHz
Harmonic number	4
Peak voltage	70kV
Number	2
<u>Injector SFC</u>	
Number of sectors	3
Spiral angle	33°
Pole diameter	170cm
Extraction radius	75cm
Mean magnetic field	16kG
Circular coil	12 pairs
Valley coil	4x3 pairs
Dee number	1
Dee angle	180°
Frequency range	6-18MHz
Peak voltage	100kV
Rf power	200kW
Vacuum	$5 \times 10^{-6}$ torr

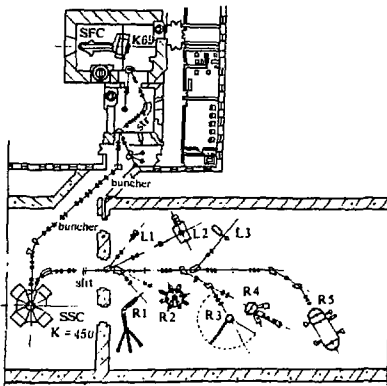


Fig. 2. General layout of HIRFL. R<sub>1</sub>-isotope separator, R<sub>2</sub>-on line,  $\gamma$ -measuring devices, R<sub>3</sub>-heavy ion telescope with TOF, R<sub>4</sub>-position sensitive ionization chamber, R<sub>5</sub>-cylindrical scattering chamber, L<sub>1</sub>-fast chemical separation apparatus with He-jets, L<sub>2</sub>-irradiation equipment with beam scanner L<sub>3</sub>-equipment for atomic physics study.

Table 1 gives the main parameters of HIRFL. The ion source of SFC is internal PIG type at present operation. An ECR ion source is now under testing in the cyclotron laboratory of

IMP. It will be mounted in the basement under the SFC vault and used as an external ion source for SFC. The beam line from this source to SFC and the injection system of SFC is now under designing. The use of high charge state heavy ion source will be able to extend the beam variety and energy range of HIRFL. Figure 3 gives the maximum energy per nucleon vs mass number of HIRFL with and without ECR ion source. With ECR ion source, HIRFL can accelerate, for example, tantalum ion to the energy above Coulomb barrier for heavy ion nuclear collisions and light heavy ions, for example, carbon ion to the energy 125 MeV/u.

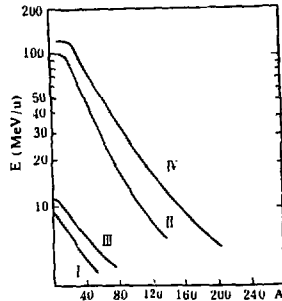


Fig. 3. The maximum energy vs. mass number of HIRFL.

- I SFC+PIG ion source
- II SFC+SSC+PIG ion source
- III SFC+ECR ion source
- IV SFC+SSC+ECR ion source

The beam diagnostic system of HIRFL consisting of diagnostic elements such as Farady cups, slits, secondary emission multiwire chambers, centre phase probes, radial differential probes and position probes and measuring Units such as beam energy measurements and beam emittance measurements will play an active role in the beam tuning and beam optimization.

The control system of HIRFL is based on CAMAC distributed intelligent control. The local control stations are designed according to HIRFL's subsystems such as injector, beam line, injection and extraction, magnet, vacuum, rf, diagnosis and measuring units. They are linked by CAMAC serial dataway and driven by master computer through CAMAC auxiliary crate controller then to realize CAMAC communication. The communication ratio is 2.5 MB. In these stations, all the power supplies are controlled by microprocessors and the positioning devices are controlled by stepping motors or pneumatic units.

Two VAX-8350 computers, each having 12 MB memories and sharing 4x520 MB disk group and 2x100 MB removable disk mass storage cluster, with comfortable peripheral equipments have been installed on sites in the central control room of HIRFL. One of them is used as a master computer for HIRFL control system. Another one is used as a reserve computer when the former one is in fault. Additional, it is also used for calculations and off-line data processing for the experiments carried out in the experimental areas.

The main console in the central control room consists of storage oscilloscope, signal observation and seven touch panels.

Eight experimental equipments have been arranged at the terminals of post beam line of SSC in the experimental hall. They are isotope separator, on line Y-ray measuring devices, heavy ion telescope with TOF technique, large area position sensitive ionization chamber, cylindrical scattering chamber, fast chemical separation apparatus with He-jets, equipments for atomic physics study and irradiation. This is the main experimental area of HRFL, 56m long, 26m wide and 11m height. A crane with 50T lifting power has been arranged in this hall. The heavy ion research programs for low energy and medium energy nucleon physics, atomic physics and material science could be done on these facilities. The movable shielding walls divided this area into several small experimental regions. Just outside of this area there are two counting rooms (150 m<sup>2</sup> each) and a computer room. Two micro VAX-2 computers are used for data acquisition. One of the VAX-8350 computers is used for off-line data processing.

Paralleling to the main beam line from SFC to SSC, another two auxiliary experimental areas have been arranged and planned:

-first area: The beam extracted from SFC is guided into a 1m diameter scattering chamber after going through about 10m beam line. The experiments could be done only in the case of no beam going through the main beam line.

-second area: After stripping the beam with higher electric charge states can be guided into some experimental equipments. The useful beam for SSC acceleration with suitable electric charge states is still going through the main beam line. So that, both of the experiments could be done in this area and in the main experimental area at the same time.

A PDP11/44 computer with 4MB memories, 10MB and 456MB disks and comfortable peripherals is used for data acquisition for the experiments carried out in this two auxiliary areas. The counting room and PDP11/44 computer room are just behind the first area (see figure 1).

### Operation of SFC

Figure 4 gives the relation between revolution frequency and mean magnetic field at the extraction radius of SFC, where

$$hf_{rev} = f_{acc}$$

$f_{acc}$  = accelerating radio frequency

$f_{rev}$  = revolution frequency of the accelerated ion

SFC has been operated for more than one year. Table 2 gives the extracted ions and the concerning operating conditions. Three experiments for heavy ion nuclear physics have been done by using the O<sup>5+</sup> beam (6MeV/u). The C<sup>4+</sup> beam (5.9MeV/u, C<sup>6+</sup> after stripping) has been used for the beam line tuning and will be injected into the main accelerator SSC.

The SFC's one year operation is quite satisfactory. However, as a part of the cyclotron

components are too old, some renewal works have been planned and carried out. An important improvement is that, a new rf generator has been put into operation on site instead of the old one to meet the requirement of frequency range of 6-18MHz. Secondly, a pair of main coil of the cyclotron magnet has been fabricated. It will be put on site together with installing of ECR ion source next year. Thirdly, to replace the motor generator unit, a regulated rectifier DC power supply for the main coil of cyclotron magnet has been tested and put into operation on site.

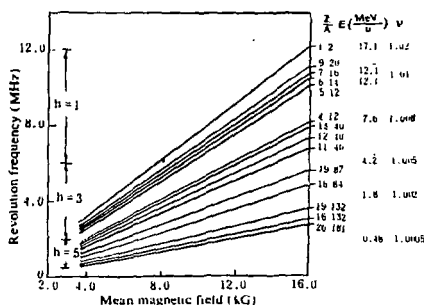


Fig. 4. The relation between revolution frequency and mean magnetic field at the extraction radius of SFC. Z, A-charge states and mass number of accelerated ions, E-extracted beam energy (MeV/u), n-harmonic number,  $\gamma = 1 + E/m_0c^2$ ,  $m_0c^2 = 931 \text{ MeV}$ .

Table 2. The operating parameters of SFC

	12C4+	16O5+
h	1	1
f (MHz)	7.1	7.1
B (kG)	14	15
V <sub>acc</sub> (kV)	60	60
V <sub>E1,2</sub> (kV)	56	58
V <sub>E3</sub> (kV)	60	63
I (eua)	1.1	1.4
E (MeV/u)	5.9	6.0

h-harmonic number,  
f-accelerating frequency,  
B-mean magnetic field,  
V<sub>acc</sub>-accelerating radio voltage,  
V<sub>E1,2</sub>-the DC voltage of segment 1, 2 of the electrostatic deflector,  
V<sub>E3</sub>-the DC voltage of segment 3 of the electrostatic deflector,  
I-extracted beam intensity,  
E-extracted beam energy.

### Preliminary tuning of the beam line from SFC to SSC

The beam line from SFC to SSC consists of 6 D-magnets, 34 Q-magnets, 24 steering magnets, a stripper and two bunchers. The magnetic field of D-magnets is between 10-12kG, and the homogeneity is better than 0.1% within  $\pm 15$ cm around the centre trajectory in the radial direction. The gradient of Q-magnets is between 0.8-1.2 kG/cm, and the non-linearity is less than 1% within 0.7 diameter of the aperture. The magnetic field of the steering magnets is between 300-400 G, and the homogeneity is about 2%.

The stripper is performed by carbon foil. The thickness of the foil is about  $65 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . The average lifetime of the foil is about 60-70 hrs under the bombardment of several  $\mu\text{A}$   $\text{C}^{4+}$  beam. A frame holding 60 pieces of foils is arranged at the stripping position, so that, the foil can be easily renewed under the vacuum condition. A DC voltage is also applied to compensate the energy loss when the beam goes through the stripper.

Considering the working frequency range (4.6-56MHz) leaps over the H.F. and V.H.F. band and the output load of the rf amplifier is the resonance cavity itself, a monostructure buncher has been designed. The power tube of the rf amplifier is ridden on the cavity directly. The gap between the anode of the power tube and the drift tube of the cavity is composed as a capacitor to couple the cavity with the rf amplifier. This capacitor can be adjusted under the vacuum condition for changing the parameters of the rf amplifier. The distance of the drift tube and the DC power supply of the power stage can be also adjusted to the required value for adopting the harmonic number and matching purpose through the whole working band. A new super-vaportron power tube was trially produced with the existing water cooling system, the dimension of the anode is very small. The test results are given in table 3.

Table 3. Testing results of the buncher

Frequency range	25-56MHz
Load resistance	500-1300 $\Omega$
Rf voltage (37.572MHz)	40kV(peak)
Dynamic Q value (37.572MHz)	5500
Amplitude stability (open loop)	$2 \times 10^{-2}$

The vacuum inside the beam line tube is about  $2 \times 10^{-6}$  torr. The preliminary results of the beam line tuning show that the transmission efficiency from the exit of SFC to the entrance of SSC for  $\text{C}^{4+}$  beam ( $\text{C}^{6+}$  after stripping) is about 50%.

### Main Accelerator SSC

#### Isochronous magnetic field setting of SSC

Figure 5 shows the arrangement of the sector magnets of SSC. Considering the isochronous magnetic field setting, the following contents

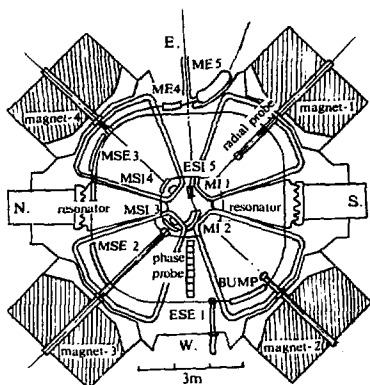


Fig. 5. Sector magnet arrangement.

for the magnetic field mapping with vacuum chamber have been done:

1. Unperturbation magnetic field mapping for seven reference levels without injection elements.
2. Perturbation magnetic field mapping for seven reference levels with injection elements.
3. Remaining perturbation magnetic field mapping for seven reference levels with injection elements, however, their effect to the magnetic field configuration being partly compensated by shims and nose coils.
4. Exciting efficiency of trim coil contribution for seven reference levels both for unperturbation and remaining perturbation conditions.

The magnetic field measurement was lasted about nine months and completed in Nov. 1987. The following results have been obtained:

1. The maximum magnetic field is 17 kG.
2. The stability of the magnetic field is about  $10^{-5}/8$ hrs.
3. The homogeneity of the magnetic field is quite satisfactory. As we expected, the saturation effect in the fringe region is not very serious, and there is no significant defects inside the magnet steel.
4. The maximum difference of the magnetic field levels between four sectors is about  $3 \times 10^{-3}$  before balancing, and  $10^{-4}$  after balancing by auxiliary coils.
5. The reproducibility of the magnetic field is about  $2 \times 10^{-4}$  by means of a special exciting procedure.
6. The effect of the extraction elements to the magnetic field configuration appears very small, it can be neglected.
7. Seven reference levels of 6, 10, 12, 14, 15, 16 and 17 kG marked at  $r_0 = 2.52$ m along the sector hill are adopted.

For a given particle with charge states  $Z$  mass number  $A$  and momentum  $P$  moved in the  $(r, \theta)$  plane under a homogeneous magnetic field in the  $Z$ -direction, the equilibrium closed orbit  $E.O.$  can be calculated by resolving the following equations in  $(r, \theta, Z)$  coordinate system:



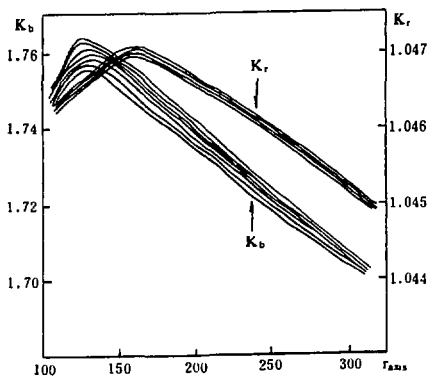


Fig. 6.  $K_b$  and  $K_r$  values for seven reference levels of 6,10,12,14,15,16 and 17kG for remaining perturbation magnetic field.

$$\frac{d_r}{d\theta} = \frac{r P_r}{\sqrt{1-p_r^2}}$$

$$\frac{dP_r}{d\theta} = \sqrt{1-p_r^2} - \frac{2erB(r,\theta)}{P}$$

$$\frac{d_s}{d\theta} = \frac{r}{\sqrt{1-p_r^2}}$$

where  $S$  = distance  
 $P_r = v_r/v$   
 $P = A m_0 v$   
 $e$  = electron charge  
 $m_0$  = mass unit  
 $B(r,\theta)$  = magnetic field map

Then corresponding to radial coordinate  $r_{ax15}$  of the orbit E.O. and the magnetic field  $B_{ax15}(r_{ax15})$  along the sector hill, we define

$$K_r = \frac{r}{P}, \quad K_b = \frac{B(r)}{B}$$

$$\text{where } \bar{r} = \frac{\oint r d_s}{\oint d_s} / \frac{\oint B d_s}{\oint d_s}$$

Figure 6 gives the  $K_b$  and  $K_r$  values for seven reference levels for the remaining magnetic field. The isochronous magnetic field law  $B_{150}$  along the sector hill is given by

$$B_{150}(r_{ax15}) = \frac{A}{Z} \frac{m_0 c^2}{ce} \frac{1}{r_{ax15}} \beta \gamma K_b K_r$$

where

$$c = \text{light speed}, \quad m_0 c^2 = 931 \text{ MeV},$$

$$\beta = (2\pi f_{rev}) \bar{r} / c, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1-\beta^2}$$

$$f_{rev} = \frac{c \sqrt{\left(\frac{E_{ex}}{m_0 c^2}\right)^2 + 2 \frac{E_{ex}}{m_0 c^2}}}{2\pi r_{ex} \left(1 + \frac{E_{ex}}{m_0 c^2}\right)}$$

$E_{ex}$  = extraction energy  
 $\bar{r}_{ex}$  = average extraction radius.

The data processing of the magnetic field measurement has been completed recently. Upon this, the data base has been built up for the isochronous magnetic field setting. It consists of following contents:

1.  $B_{ax15}$ ,  $K_b$  and  $K_r$  as function of  $r_{ax15}$  for seven levels for the remaining magnetic field.
2. The exciting efficiency  $a_{ij}$  of the trim coil contribution for seven levels for the remaining magnetic field.

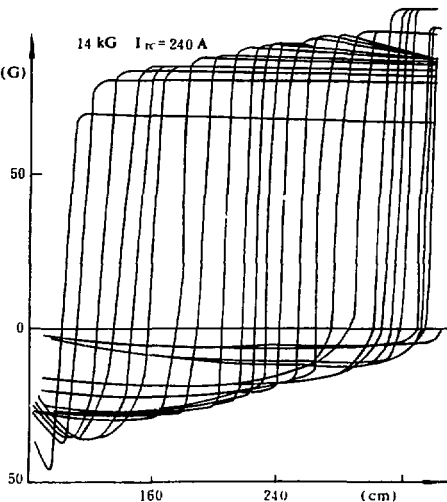


Fig. 7. Exciting efficiency  $a_{ij}$  of trim coil contribution for remaining perturbation magnetic field.  $B_{ax15}(r_0=2.52m)=14kG$ .

$$a_{ij} = \partial B_i / \partial I_j$$

3. Average remaining perturbation magnetic field  $\partial B$  for each sector for seven reference levels.

As an example, figure 7 gives a typical  $a_{ij}$  curve plot. The isochronous magnetic field setting can be realized through the following procedure<sup>[2]</sup>:

1. For given accelerated ion with  $A, Z$  and  $f_{rev}$ , the required isochronous magnetic field law  $B_{150}(r_{ax15})$  is calculated.
2.  $B_{ax15}$ ,  $K_b$ ,  $K_r$  and  $a_{ij}$  are deduced referring to  $B_{150}(r_{ax15}=2.52m)$  by using lineal interpolation method.
3. The required trim coil contribution  $\Delta B$  is obtained:

$$\Delta B = B_{150}(r_{ax15}) - B_{ax15}(r_{ax15})$$

4. The iterative least square method is used for getting the required trim currents  $I_j$ ,  $j=1, 2, \dots, 25$

$$Q = \sum_{i=1}^M \left( \sum_{j=1}^M a_{ij} I_j - B_i \right)^2$$

where  $N$  = number of the optimizing points  
 $M = 25$ , number of trim currents.

So that, for given accelerated ion with  $A, Z$  and  $f_{rev}$ , the isochronous magnetic field  $B_{exp}$  can be excited by calculated trim currents  $I_j$  and concerning main current, auxiliary currents as well as nose currents. Comparing the

experimental isochronous magnetic field  $B_{exp}$  with required isochronous magnetic field law  $B_{iso}$ , the deviation  $\delta B$  is in between of 0.05%-0.15%,

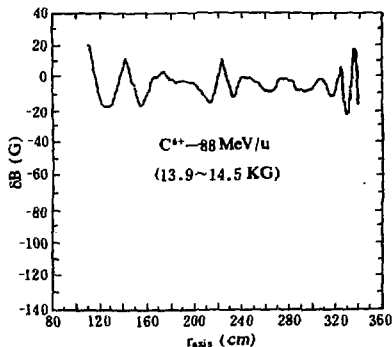
$$\delta B = B_{exp} - B_{iso}$$

Figure 8-10 give the curves of  $\delta B$  vs  $r_{axis}$  for some typical ions together with the trim currents  $I_j$ . In the case of higher energy acceleration, the relativistic factor  $\gamma$  is bigger. For getting a suitable isochronous magnetic field, in such case the corrections should be made both for  $a_{ij}$  and  $K_b$ . Figure 11 gives the difference of the isochronous magnetic field between the two cases of with and without correction. The maximum error to the isochronous magnetic field setting induced by  $\gamma$  factor then  $K_b$  and  $a_{ij}$  is about 0.15%.

If  $\Delta\phi$  expresses the center phase shift of the beam respecting to the rf phase in the accelerating turns of  $\Delta n$ , we have the following formula:

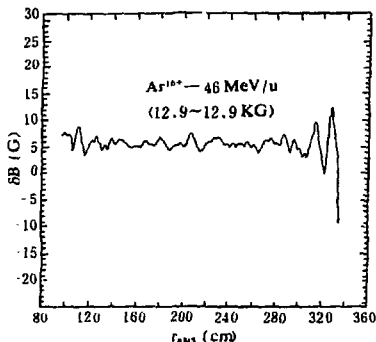
$$\frac{\Delta\phi}{\Delta n} = -2\pi h \frac{\delta B}{B}$$

We assume, for example,  $h=2$ ,  $\delta B/B = 1.4 \times 10^{-3}$ ,  $\Delta n=10$ , then one has  $\Delta\phi=10^\circ$ . This value is too large and it will introduce a large energy spread. So that, a code for optimizing the isochronous magnetic field has been written by using the center phase probe measurement. It will be used for SSC beam tuning.



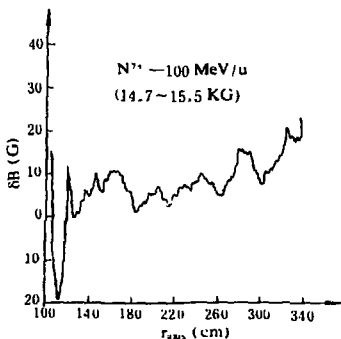
j	$r_{TC}(cm)$	$I_j(A)$	j	$r_{TC}(cm)$	$I_j(A)$
1	100.41	-64.963	14	258.41	62.607
2	114.41	166.196	15	270.41	118.937
3	124.41	31.941	16	282.41	80.285
4	136.41	61.019	17	294.41	133.699
5	148.41	-27.707	18	303.82	62.546
6	160.41	75.450	19	309.82	54.900
7	175.41	56.100	20	315.82	18.956
8	191.41	70.828	21	321.82	106.525
9	207.41	63.353	22	327.82	-42.184
10	219.82	98.743	23	333.82	212.016
11	227.82	-20.871	24	339.82	-250.000
12	235.82	69.458	25	345.82	-63.790
13	246.41	59.837			

Fig. 9.  $\delta B$  vs  $r_{axis}$  together with trim currents for  $C^{6+}$  ion.



j	$r_{TC}(cm)$	$I_j(A)$	j	$r_{TC}(cm)$	$I_j(A)$
1	100.41	-9.620	14	258.41	-1.465
2	114.41	136.093	15	270.41	14.111
3	124.41	-1.512	16	282.41	18.943
4	136.41	-21.906	17	294.41	25.057
5	148.41	-0.316	18	303.82	10.814
6	160.41	-9.091	19	309.82	13.136
7	175.41	4.718	20	315.82	-0.576
8	191.41	5.212	21	321.82	4.482
9	207.41	8.438	22	327.82	-15.879
10	219.82	3.655	23	333.82	10.676
11	227.82	-5.512	24	339.82	0.000
12	235.82	-6.661	25	345.82	0.000
13	246.41	1.663			

Fig. 8.  $\delta B$  vs  $r_{axis}$  together with trim currents for  $Ar^{16+}$  ion.



j	$r_{TC}(cm)$	$I_j(A)$	j	$r_{TC}(cm)$	$I_j(A)$
1	100.41	-91.523	14	258.41	91.443
2	114.41	220.841	15	270.41	137.694
3	124.41	16.774	16	282.41	137.694
4	136.41	16.774	17	294.41	137.694
5	148.41	45.816	18	303.82	82.022
6	160.41	53.262	19	309.82	82.022
7	175.41	53.262	20	315.82	73.320
8	191.41	102.928	21	321.82	73.320
9	207.41	102.928	22	327.82	61.229
10	219.82	55.075	23	333.82	63.229
11	227.82	54.544	24	339.82	0.000
12	235.82	52.817	25	345.82	0.000
13	246.41	91.443			

Fig. 10.  $\delta B$  vs  $r_{axis}$  together with trim currents for  $N^{7+}$  ion.

остаточном газе,  $\sigma_{max} = \frac{\lambda}{a_0}$ ,  $a_0 = 16 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/3} \text{ (см)}$  — радиус рассеиваемого ядра.

Нескладывая ограничения на увеличение среднеквадратичной амплитуды бетатронных колебаний ( $\sqrt{\langle \sigma^2 \rangle} \approx 1 \text{ см}$ ), легко получить время жизни пучка в таком режиме:

$$t = \frac{2R^2}{R^2 \langle \sigma^2 \rangle \omega_{NG}} \quad (1)$$

### 2. Рассеяние пучка на пучке

Особенностью кулоновского рассеяния пучка на пучке при относительной скорости  $v_0$  является изменение угла одномерного рассеяния ( $\Delta\theta = \frac{\Delta\sigma}{\rho}$ ) в формуле Резерфорда:

$$\Delta\theta = \frac{2Ze^2}{\rho v_0 \sigma} \quad (5)$$

где  $\sigma$  — прицельное расстояние.

В этом случае полное сечение ядерного рассеяния получается из уравнения

$$d\sigma = \frac{(2Ze^2)^2 d\theta \theta}{\rho^2 v_0^2 (\Delta\theta)^2} \quad (6)$$

что приводит к формуле, аналогичной (4):

$$\sigma = \frac{4\pi Z^2 e^4}{\rho^2 v_0^2 \theta_{min}^2} \quad (7)$$

в которой относительная скорость  $v_0$  не совпадает со скоростью рассеиваемой частицы, а  $\theta_{min}$  (2) соответствует длине волны в системе координат одного из пучков (т.е. соответствует скорости  $v_0$ ).

При увеличенных значениях относительной скорости двух пучков сечение кулоновского рассеяния увеличивается как  $\sim 1/\rho^2$ .

### 3. Ядерное взаимодействие двух пучков

Из формулы (4) непосредственно следует, что время жизни пучков в заданной магнитной структуре ( $R, Q_1, Q_2$ ) может быть получено достаточно большим, при малой плотности остаточного газа в камере ( $N$ ).

Основным эффектом, ограничивающим время жизни пучка в режиме периодически пересекающихся двух пучков (попутный режим, аналогичный режиму со встречными пучками), будет кулоновское рассеяние пучка на пучке.

Обозначая  $\rho_1, \rho_2$  соответственно плотности "легкого" и "тяжелого" пучков, получим выход ядерного взаимодействия ( $\sigma_j$ ) на

где третьего  $f_n = 45$ , — величина соотношения для жесткости магнитной структуры  $R = 24$ , где  $R$  — средний радиус дейтронного пучка (в см). В такой системе возможна реализация жесткости  $Q = 0,6$  при  $R = 117,7$  см, что соответствует длине волны бетатронных колебаний  $\frac{2\pi R}{Q} = 154,7$  см. Такая жесткость принципиально реализуема для километровой системы (104 см), однако потребуются разработки систем и релятивистских сверхпроводящих магнитов и применение FFAG-структур [3]. Средняя напряженность магнитного поля для дейтронного пучка в этом случае будет равна  $H = 1,12$  Тл.

Предельная плотность дейтронного пучка при  $\Delta\theta = 0,1$  мр (15):  
 $\rho = 2,4 \cdot 10^{11}$  1/см<sup>3</sup>.

Светимость двух независимых колец при поперечном сечении пучков  $4 \times 4$  см и длине прямолинейного участка  $300$  см равна  
 $L = 0,01 \cdot 10^{31}$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>.

Выход нейтронов при такой светимости  $\gamma = 2,4 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>.

Средняя энергия нейтрона в пучке составляет  $45$  Мэв при максимальном угловом разбросе  $0,1$  рад.

### Заключение

Параметры, приведенные в численном примере, имеют иллюстративный характер и не оптимизированы. Цель работы — обратить внимание на возможности использования двух пучков для создания нейтронных генераторов и ограничения на их параметры. Как видно, величина нейтронного потока получается сравнительно небольшой. Для увеличения нейтронного выхода объем зоны взаимодействия должен быть увеличен, при этом потребуются создание более сильноточных ускорителей-инжекторов для независимых колец и решение ряда других вопросов (конструкция участков магнитной системы, прикладных к зоне взаимодействия, радиационная стойкость компонентов системы, оптимизация параметров и др.).

Авторы выражают благодарность Л. П. Сивченко за ценные замечания и обсуждения.

### Литература

1. Blachman N.M., Conrant E.D. — Phys. Rev., 1948, 74.
2. Аршинович Э.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматгиз, 1961.
3. Cole J.T. — CERN, 1959, p.80

### 5. Cylindrical scattering chamber

It has following parameters:

diameter	2.8 m
length	8 m
minimum detectable angle	1°
maximum flight distance	6.5 m.

Two kinds of detectors will be used in this chamber. One is fission fragment detector including the two dimension position sensitive PPAC and Brage curve ionization chambers. Another one is light particle detector using the one dimension position sensitive plastic scintillators.

### 6. Fast chemistry separation apparatus

It includes the liquide phase fast chemical separation device (1 second) and the gas phase fast chemical separation device with the He-jet transport system. It will be mainly used for the nuclear decay research of short lifetime nuclides and the syntheses of neutron deficient nuclides.

### 7. Equipment for atomic physics study

It consists of two parts. First part is a beam-foil spectroscopy used for the mean lifetime measurements of some atomic energy levels and the Rydberg state population probability. Second part is used for the studies of heavy ion atom collisions, mainly on the production mechanism of the inner shell vacancies during the collision.

### B. Irradiation equipment

It consists of beam uniformity unit, beam monitor and irradiation chambers. A magnetic sweeping system has been designed to produce a beam size of 50x50 mm<sup>2</sup> with about 5% variation in uniformity. The irradiation temperature will be controlled in the range of 4°K-800°K with an accuracy of 0.5°K. The chilling power is about 2 W at 10°K and 5 W at 20°K. It will be used for the studies of solid state physics, material science and biomedical irradiations.

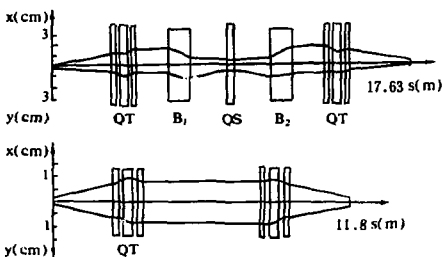


Fig. 16. Beam envelope of the telescopic system.

### Post beam line

The beam extracted from SSC going through a 66° D-magnet and the Q-magnets forms a double waist at the slit before guiding into the experimental hall. Regarding to it as starting point, the beam is delivered to each target position, where a beam spot size of 4mm in diameter is available.

Two achromatic and double telescopic systems are employed as subsystem in the post beam line design. Figure 15 shows the structure and figure 16 shows the calculated beam envelope<sup>[4]</sup>. When beam goes through such a system, a waist in beam envelope at its beginning is reproduced as the same waist at its end both horizontally and vertically. Furthermore, the overfocusing effects are also avoided. These two subsystems are concerning to the terminals of heavy ion telescope and cylindrical scattering chamber.

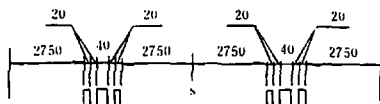


Fig. 15. Structure of the telescopic system.

### References

- [1] B.W. Wei HIRFL separated sector cyclotron progress, Eleventh international conference on cyclotrons and their applications. 1986, Tokyo. P176.
- [2] M. Barre etc., Proceedings of 9th international conference on cyclotrons and their applications. 1982, P371.
- [3] Zhang Shuxiu Vacuum, 38(1988)125
- [4] Yan Quanmin etc., HIRFL's post beam line, Third Japan-China joint symposium on accelerators for nuclear science and their applications. 1987, Tokyo.

## PRESENT AND FUTURE DEVELOPMENT AT GANIL

presented by J. FERME

GANIL - B.P. 5027 - 14021 Caen Cedex - France

### INTRODUCTION

Continuous progress has been made up to now to improve the performances of GANIL. The most important steps have been the introduction of sophisticated beam diagnostics, the replacement of the PIG source by the ECR source, and a general effort in making all equipments more reliable.

The accelerator will undergo two modifications for extending the heavy ion energy range and upgrading the beam intensity.

For the future, the addition of another acceleration stage could be considered, but no convenient proposal appears to be in sight.

To illustrate the kind of development made at GANIL, and with the hope to convey useful information, we have put in this report an emphasis on the description of some new equipments.

### 1. MODIFICATION FOR INCREASING OF THE ENERGY RANGE

The maximum beam energy of a stand-alone cyclotron is approximately proportional to the square of the charge to mass ratio of the accelerated ion. Hence the great advantage for this kind of machine to be equipped with an E.C.R ion source which is able to produce heavy ion beams of several microamperes with a charge to mass ratio twice as large as that of the PIG source.

Normally, no change is involved in the cyclotron itself. But the accelerating system must own the ability to work efficiently on the lower RF harmonics modes.

The source being external, an injection system must be provided.

In the case of GANIL, which is composed of three cyclotrons in cascade, the use of an ECR source instead of a PIG source for reaching higher energies is not so simple. The two sector cyclotrons are coupled by means of a stripper (figure 1). The stripping ratio of 3.5 corresponds to an optimal matching of the two sector cyclotrons for a beam produced by a PIG source.

In the present configuration light ions are fully stripped and no energy gain can be expected at the extraction radius of SSC2 if using another type of source. But, in the case of heavy ions, which are not fully stripped, the use of an ECR source at the best of its performances can result in a higher charge to mass ratio of the ions accelerated in SSC2 and consequently in an increase of their final energy.

However, the use of an ECR source implies a higher energy of the beam up to the injection into SSC2, and a decrease of the stripping ratio (2.5 seems the best choice).

As a consequence, the following modifications become necessary :

- The injection radius of SSC2 must be increased by the factor 1.4.
- SSC1 should be able to accelerate ions on harmonic 5 instead of the present harmonic 7.

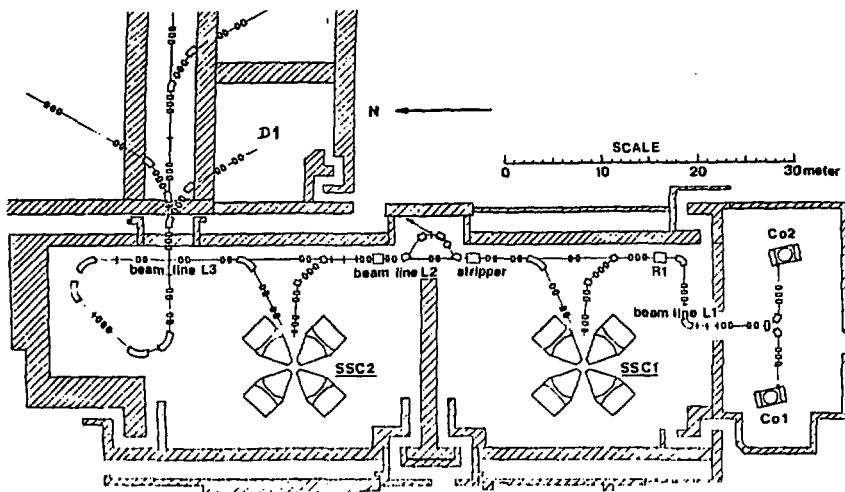


Figure 1 . GANIL general lay-out.

- The accelerator will undergo a series of modifications for upgrading the heavy ion energy range, during the first semester of 1989.
- The magnetic analysing system, shown on the beam line downstream of the stripper, will be installed during the same period. An auxiliary beam of ions at intermediate energy will be available in room D1.
- Injector CO1 is to be equipped with a high performance axial injection line by the end of 1990.

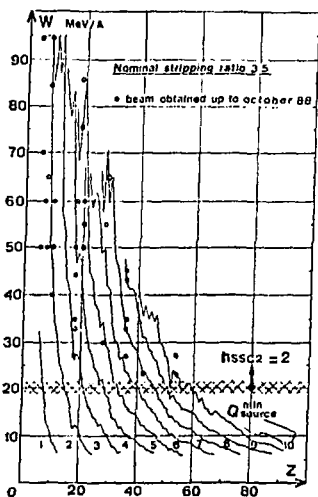


Figure 2 .  
Energies computed (solid lines) and obtained (dots) as a function of the charge state of the PIG or ECR source in the present state. Stripping ratio 3.5.

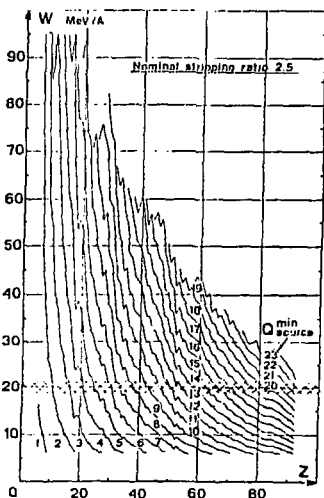


Figure 3 .  
Energies expected at ejection of SSC2 after the modification. Stripping ratio 2.5.

- Upstream of SSC1, the rebuncher R1 and the injector cyclotron must match the increase in beam energy. Their design must be reviewed, the length between two successive bunches of ions being larger by a factor of 1.4.

The decision to study this modification has been taken in 1985.

The work to be done on the accelerator has been described previously in detail (1). GANIL will be shut down in december 1988. Six months are needed to complete the whole transformation which includes the field mapping of SSC2 with its injection system. For the injector cyclotron, changes of the dee angle, of the magnetic focusing and extraction radius are necessary. This is a long process, already almost completed on one of the two injectors of GANIL.

The energy characteristics are shown on figures 2 and 3. Physics experiments will resume in July or August 1989, depending on the time needed to tune the accelerator in the new configuration.

## 2. CONSTRUCTION OF A NEW BEAM LINE FOR LOW ENERGY PHYSICS

For the time being, an appreciable loss of particles occurs in the beam line downstream of the stripper. This is particularly true for the heavy ions, the stripping efficiency being less than 50 per cent. The particles which don't have the right charge state "q" are lost on carbon screens located in the beam pipe.

The project called S.M.E. consists in a modification of the beam line between the stripper and SSC2, as shown on figure 1. The particles with a lower charge state will be separated from the main beam by a magnetic bending system which has the double task of analysing the particles in momentum and then recombining the beam. Particles of charge  $q - i$  ( $i = 1$  for light ions,  $i = 2$  or  $3$  for heavy ions) will be directed by means of a magnetic septum and a subsequent appropriate beam line toward an experimental room dedicated to low energy physics. Beams up to 13 MeV/A for light ions will be available for experiments without any disturbance of the main beam injected into SSC2.

This modification is planned to take place during the machine shut-down.

## 3. PROJECT FOR INCREASING THE BEAM INTENSITY

An ECR source and an axial injection system have been routinely used on injector CO2 since January 1986. The source potential reaches 18 kV at maximum energy and the beam is extracted continuously, at earth potential. One advantage of the axial injection is the possibility to use a buncher to increase the flux of particles included within the phase acceptance of the cyclotron. The efficiency of the bunching process varies between 10 and 15 per cent, for a phase acceptance supposed to be around 12 RF degrees. Without bunching, the efficiency drops to 3 per cent.

Even from the very beginning, it has been observed that the bunching efficiency is a decreasing function of the beam intensity. The phenomenon has been rapidly related to space charge effects in the last part of the injection line, before the first accelerating gap. In the case of light ions such as carbon or oxygen, the accelerated beam intensity is limited to about 6 electrical microamperes, even if the source yields a current of 150 microamperes and with the buncher on.

The solution to this problem is classical. The intensity limitation can be overcome by an increase of the energy of the injected beam. This corresponds to a larger injection radius. It can be said, in a simple manner, that if the axial longitudinal dimension of each injected bunch of ions is larger for the same phase acceptance of the cyclotron (12 degrees), the repulsive coulomb forces within the bunches are greatly reduced. It has been demonstrated by numerical computation that up to 20 microamperes could be accelerated by using an injection potential of 10 kV.

The determination of this potential results from a compromise between the small aperture of the magnetic gap, and the voltage which should be applied to the electrodes of the electrostatic inflector for bending the beam into the median plane. The choice of an inflector of the "PABOT-BELMONT" type has been made. This kind of inflector is more compact, but also more complex than the "WUELLER" inflector presently in use (Figure 4).

A detailed study of the optical properties of the inflector is nearing its completion (2). It can be shown that a coupling exists in the plane transverse to the central trajectory and also between the transverse and longitudinal planes.

These coupling effects result in a debunching of the particles going through the inflector. Particles which are supposed to be bunched at the entrance of the inflector are found debunched at the exit because of the difference of their respective length of path. In other words, it can be said that the inflector is not isochronous.

This characteristic can mainly show that the axial injection efficiency never goes above 15 per cent even for beams of low intensity, which cannot be suspected of being disturbed by space charge effects.

The understanding of these couplings has resulted in a complete redesign of the axial injection beam line. The new configuration includes special features,



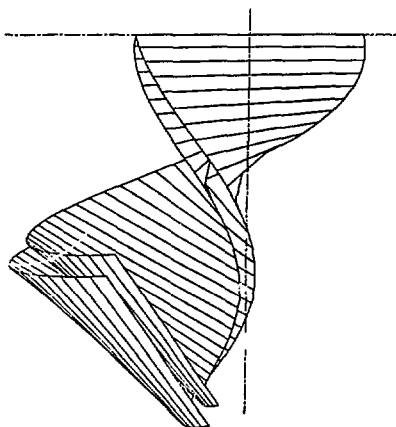
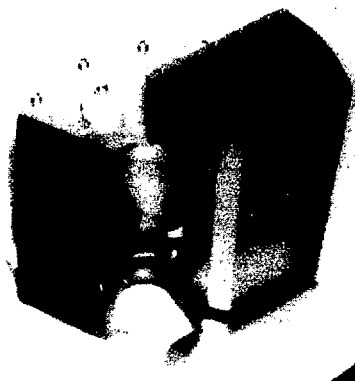


Figure 4 : Electrostatic inflector for axial section.

a) Picture of a model of the inflector. The beam enters vertically and is progressively bended into the median plane of the cyclotron. The voltage on the electrodes should be + or - 15 kV for a potential of 100 kV for the ion source. The height of the inflector is about 10 cm.

The shielding, here shown partly removed, is for avoiding R.F. interference.

b) Theoretical shape of electrode surfaces for this inflector.

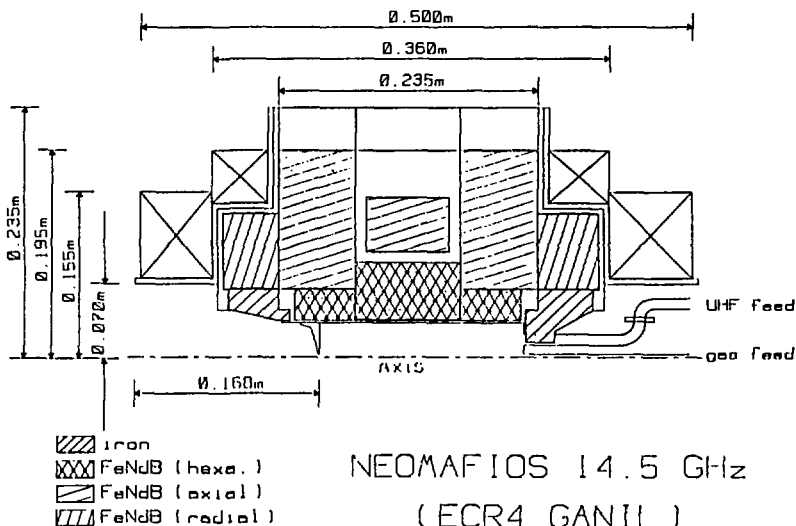


Figure 5 . Cross-section of ion source ECR4.

A stronger magnetic confinement added to an increase of the RF frequency will help reaching higher performances, mostly for the production of heavy ions.

The construction and tests of this prototype will take two years.

В нашем случае коэффициент увеличения в системе транспортировки на мишень в горизонтальной плоскости составляет 1,2, а в вертикальной — 1,8. Блок-схема устройства, обеспечивающего сканирование пучком ионов облучаемых мишеней больших размеров, приведена на рис. 4. В качестве задающего генератора используется цифровой генератор пилообразного напряжения (1), работающий в диапазоне частот  $0,1 \div 3$  Гц, сигнал с которого поступает на регулятор мощности (2), выход которого нагружен модуляционными обмотками (3) нацеливающего магнита, осуществляющего коррекцию пучка в горизонтальной плоскости. Контроль за движением пучка обеспечивается позиционно-чувствительными емкостными датчиками (5), с соответствующими электронными схемами выделения и формирования сигналов управления (6) генератором. Линейность опорного напряжения составляет 1%. Из-за значительной постоянной времени индуктивной нагрузки применение преобразователей мощности, работающих на частоте 50 Гц, полностью оправдано.

Равномерность дозы облучения определялась с помощью системы цветной обработки изображения "ПЕРИКОЛОП 1-0" при анализе стеклянных детекторов (пластинок  $9 \times 12$  см, облучаемых пучком заряженных частиц). На рисунке 5 приведено изображение облучаемой мишени с кривой сечения плотности дозы облучения. Видно, что в момент перехода через вершины пилообразного напряжения экспозиция получается выше на 5%. Для выравнивания экспозиционной дозы необходимо коллимирование края облучаемой зоны на мишени, что ведет к увеличению мертвого времени облучения на 10%.

#### 4. Диагностика пучка

Для целей формирования временной структуры пучка и контроля его параметров изготовлен специальный диагностический куб, предназначенный для установки на тракте ионопровода, в котором имеются окна, обеспечивающие установку системы промигивания пучка, а также различных диагностических элементов. На нем опробованы два типа датчиков — разрезные индукционные и ионизационные. В первом случае была выбрана простая геометрия первичного датчика (цилиндр, разрезанный на 4 равные части) рис. 6. В такой конструкции отношение положения электродов к пучку нелинейное, но его легко учесть при цифровой обработке сигнала. Электрический заряд  $Q$ , наведенный пучком на электроде, является функцией положения пучка  $F(x, y)$  и энергии ионов. В общем случае при рассмотрении координаты  $y$  при  $x = 0$  из работ [7,8] можно определить  $y = R(Q_B - Q_H) / Q$ , где  $R$  — радиус электродов. Для любых значений  $y = f(P_y)$  зависимость приведена на рисунке 6.

## 5. BEAM DIAGNOSTICS

The tuning of the whole accelerator takes about 24 hours routinely, when starting from the stand-still situation. There are some incompressible delays in the starting procedure like the time needed for the field of the large magnets to be sufficiently stable ( a few hours). But most of the time spent for the tuning can be related to the work to be done step by step, to follow the beam all along its path through the machine. Even if starting anew a beam made in the past, minute changes in the recorded settings are necessary. It appears that a constant progress in beam diagnostics design, signal processing, and computer control, is a condition for reaching the ultimate goal of achieving the tuning of the accelerator in a few hours delay. Moreover, GANIL is a machine able to accelerate all types of ions, at variable energy. In some cases the beam intensity could be small : the intensity for beams of "rare" ions should not go below 10 nanoamperes. The tuning of the accelerator implies very sensitive diagnostics in that case.

### 5.1. Diagnostics development

The improvement of the existing equipments and the development of new diagnostics is a constant activity done in the following directions.

5.1.1. Non intercepting devices are needed, they are the only means of monitoring the beam when in operation. This is the case of the beam intensity transformers, of the central phase beam monitors already in use in most parts of the accelerator. Two other examples of non-intercepting beam position monitors are described in the paragraphs 5.2 and 5.3.

5.1.2. The time response of the various diagnostics must be improved :  
- long probes for the SSC's should be moving with more celerity.  
- the integration time for the wire grid profile monitors should be decreased.

5.1.3. Dedicated devices must also be developed and have been recently developed:

- a measurement of the time profile of the ion bunches by using X rays emitted by a thin aluminum target (this device intercepting).  
- a tomographic head for the probes of the cyclotron, to monitor the transverse beam profile (intercepting, too).

5.1.4. A better sensitivity is now required from various equipments : The detection threshold of the beam current monitors located where beam losses can be expected, is to be lowered.

The present central phase probes must be modified to be sensitive enough for low intensity beams.

These probes are permanently used as parts of loops for achieving beam stability in the longitudinal coordinate. Their present detection threshold corresponds to a beam of 20 nanoamperes.

New probes of this type are being developed. They are partly intercepting the beam, but by the detection of X rays they will give the measurement of the central phase and the total time width for a total beam current as low as 1 electrical nanoampere.

5.1.5. The performances of the data processing should be improved. Offset currents, spurious signals, non linearities must be minimized. Filters and gains should be optimized. Calibration signals should be provided. The correct behaviour of each equipment must be permanently monitored, and, during maintenance period, some kind of simulation would be helpful for a general test of the equipments.

5.1.6. Every step must be taken for rendering more figurative the display of the signals to the operators.

5.1.7. There are now more than a hundred computer tasks which are used successively during the tuning of the machine. These tasks are more and more sophisticated. But to have a complete automation of the system will require a long period of programming. Each diagnostic has its own peculiarities. In the event of an erroneous signal, the tasks must be intelligent enough to acknowledge it and take the necessary compensation. And finally, tasks must give the right orders, and be able to check by themselves if the results are correct. The trends is to automatically link one task to the next one and this is far from being a straight-away process.

A more elaborate computer system becomes a necessity in the perspective of a fully automated accelerator (see paragraph 6.2).

### 5.2. Capacitive beam position monitor (5)

Capacitive probes have been recently designed to allow the permanent measurement of the beam position along the beam lines. Some of them will also be installed in the first part of the beam injection system into the SSC's during the 1989 shut-down. These probes are non intercepting and although they give only an indication of the position of "center of gravity" of the beam, they could

advantageously be used in place of the present beam profile wire monitors, which cannot withstand high intensity beams.

The sensor is made of four electrodes. The picked up signals are transmitted by a vacuum tight rigid coaxial cable (figure 6).

The electronics consists of the following circuits :

- a very low noise RF amplifier
- a 10 GHz heterodyne detector on the second harmonic of the electrode signals
- an amplitude-to-phase convertor
- a phasemeter
- an interface with the control system
- a calibration circuit.

The absolute accuracy of the position measurement is better than 1.0 mm and the resolution is better than .5 mm for a beam of at least 20 to 100 electrical nanoamperes according to beam energy. This detector works with a 60 db beam intensity range. The next improvement step is to increase the probe sensitivity for high energy beams (20 to 95 MeV/A).

### 5.3. A non intercepting beam profile monitor (6)

The secondary electrons produced by the interaction of the beam with the residual gases can be used for the measurement of the beam profile.

Pressures as low as  $10^{-7}$  torr in the beam pipes allow the detection of the beam profile for intensities from 1 microampere (or more) down to a few nanoamperes.

The secondary electrons are accelerated by a transverse electrical field and the detection is made by means of micro-channel plates having a multistrip collector anode. The electronic circuits are the same as for the present wire grid monitors. The time response is very short. A prototype of this non intercepting monitor is in the final stage of development before application to beam handling control (figure 7).

## 6. EVOLUTION OF THE COMPUTER CONTROL

The computer control system at GANIL is working satisfactorily and is of a great help in the handling the 2000 parameters of the whole accelerator facility. But more must be done in this field, to render the tuning easier.

### 6.1. The present status

The control computer is a "mini" computer MITRA 625. Another MITRA is used off line for the preparation of the software. Part of the work is done locally by CAMAC controllers made with microprocessors such as INTEL 8080 or MOTOROLA 680x0. For example, controllers are necessary for putting the RF "on", or to handle the intricate process of phases measurement and control. Programmable controllers, simple and almost totally reliable relieve the central computer from tasks involving the safety of the equipments : vacuum system handling, diagnostics interlock.

All equipments are controlled by means of 35 Camac crates, and signals are transmitted through 2 serial CAMAC loops.

The interface between the operators and the accelerator is normally assumed by consoles in the main control room and also, in case of tests to be made locally, by mobile consoles.

The operator can use the different equipments individually, or in group by means of computer tasks. For example, all magnets in a beam line can be set at the right field level by a simple order to the computer.

However, a faster control of the machine, an improved display of the signals and processes at the consoles are difficult to envisage in the present state of the system.

### 6.2. The future system

The evolution of the control system is motivated by basic needs :

- higher speed for the central processing unit
- more memory capacity
- more precision (32 bits words instead of 16 bits)
- fault tolerance

and this evolution cannot be planned as an extension of the present system which is based on a centralized computer. In the present configuration almost all signals transit through the central computer, even if no special processing is needed, and this limits drastically the time-response of the computer.

However, the replacement of the MITRA by a convenient computer is not possible without interrupting the accelerator for perhaps a year : all interfaces would have to be renewed, all programs would have to be rewritten, tested. The real-time language of MITRA is specific.

The only possibility is a slow move toward a distributed system conceived in the following manner.

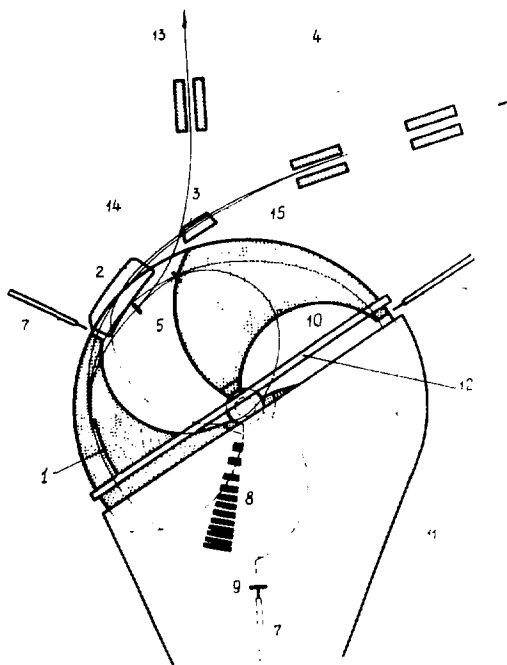


Рис. 9. Общий вид основных систем циклотрона У-200.

1 - дефлектор; 2 - магнитно-токовый канал;  
 3 - фокусирующий экран; 4 - корректирующие  
 магниты; 5 - перезарядная мишень; 6 - равно-  
 весная орбита; 7 - токовые пробники;  
 8, 9 - фазовые датчики; 10 - сектор; 11 - дуэнт;  
 12 - антидуэнт; 13 - лучок ионов  $H^+$ ;  
 14, 15 - траектории тяжелых и легких ионов.

of 54 will be obtained after stripping, and the voltage necessary to reach 380 MeV/A is 838 MV. Taking into account the above mentioned characteristics of the quarter-wave cells, the linac could have the following parameters :

- number of cells : 280
- total length : 700 m
- total RF power : 85 kW
- power dissipated : 10 kW liquid helium  
50 kW liquid nitrogen  
25 kW beam

This project appears to be very large. If one considers the necessity to add a matching section between SSC2 and the linac, the question is raised to evaluate the advantage of this booster project, as compared with a complete new linac of the same characteristics, but built from the ion source, with a perspective of more intensity and a greater simplicity for the tuning.

### 7.3. Synchrotron booster

A synchrotron is not the right choice if the goal is to increase the energy without any loss in intensity. However its advantage is an almost total transparency for the other users of the beam at the present energy of GANIL.

### 7.4. Beam stretcher

The frequency range of Ganil being 7 to 14 MHz, the time-width of each beam pulse is in the order of 1 nanosecond.

For time of flight experiments, it would be advisable to use beam pulses of about . 2 nanosecond duration.

This goal cannot be achieved very easily in the present configuration, without a very large loss of beam intensity, by a factor of 50 or more.

The installation of a beam stretcher, similar to the matching section of the linear booster could be a solution. However, its total length is important and some significant change in the beam line downstream of SSC2 would be necessary.

### 7.5. Cooling rings for experiments in general

Many projects of cooling rings are under way, and recently the Indiana ring has been put into operation for nuclear physics. This type of machine has several advantages : the beam can be accelerated or decelerated, extreme characteristics for the beam can be obtained, and experiments cover a large scope in atomic and nuclear physics.

A cooling ring with a radius twice as large as the ejection radius of SSC2, could have a circulating number of particles of about  $10^{*8}$  particles, which means a factor of 100 in the apparent intensity of the beam, as compared with the intensity of SSC2.

### 7.6. Cooling rings for exotic nuclei

The enlargement of the beam emittance coming from the use of thick targets for the production of exotic nuclei, the short life time of these nuclei are limiting factors for the intensity of the beam which can be stored in a single ring.

A system composed of two rings in cascade seems to be the appropriate approach to solve this problem.

The beam of SSC2 would be injected in the first ring. The emittance of the beam is small (12 mmrad). By means of a cooling process in the ring, it can be expected to store up to  $10^{*9}$  particles in the first ring. Then, the extraction of the stored beam will be made on one turn, and the external beam will impact on a thick target for the production of exotic nuclei. The selected particles will then be injected in the second ring, on one turn also, where they will be stored and cooled. In this way,  $10^{*3}$  to  $10^{*5}$  exotic nuclei could be stored in the second ring.

If the diameters of the rings are large enough, an acceleration of the beam in the first ring may be possible to get the optimal energy for the production of the nuclei.

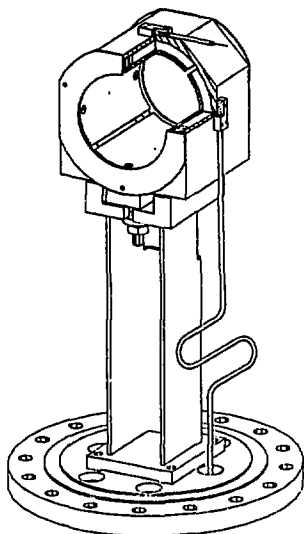
## 8. CONCLUSION

In the next few years GANIL will keep its present configuration, but the energy range for heavy ions up to uranium, and the beam intensity will both be improved. ECR sources under development will contribute to the performance of the machine.

This progress will enlarge the field for the nuclear physics experiments to be made, particularly in the exotic nuclei domain.

A constant pressure is maintained on the need to develop better beam diagnostics so as to make the accelerator easier to tune and more reliable. The computer control system is being modernized, in order to keep-up with an increasing demand in sophisticated tuning procedures. The coordination of these efforts will result in better beam characteristics and more machine time for experiments.

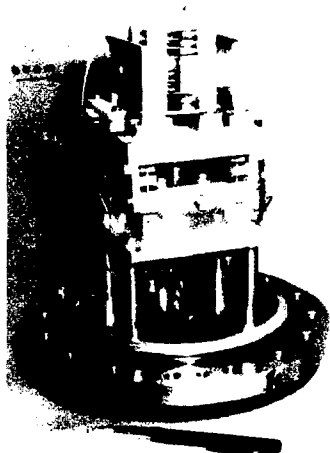
For the distant future, no clear prospect appears for a large development of the accelerator, but reflexion keeps going on this vital subject.



**Figure 6 .** Non intercepting beam central position probe.

This capacitive probe has been developed for on line detection of the transverse position of the beam in both radial and axial planes. The accuracy is better than 1.0 mm.

The trend is to generalize the use of non intercepting probes in the beam lines and in the accelerator.



**Figure 7 .** Non intercepting beam profile monitor.

The principle is based on the detection of electrons emitted by residual gases.

This prototype is very accurate and sensitive. The beam aperture here is 16 mm for a special application, but an aperture of 40 mm is possible. The limit depends only on the maximum size of available micro-channel plates.

#### REFERENCES

- 1) J. FERME et al., "Project O.A.E. at GANIL", Proc. Eleventh International Conference on cyclotrons and their Applications (1986), p 24 - 30
- 2) S. CHEL, thesis, to be presented in november 1988.
- 3) C.M. LYNEIS, "ECR ion sources for cyclotrons", 1986 RCNP- KIKUCHI Summer school on accelerate technology - OSAKA, october 1986
- 4) P. SORTAIS, P. ATTAL, L. BEX, M. BISCH, M.P. BOURGAREL, Y. BOURGOIN, P.LEHERISSIER, J.Y. PACQUET, "GANIL ECRIS status report and development", International workshop on ECR ion sources, GRENOBLE sept. 1988
- 5) F. LOYER et al., "Capacitive large range intensity beam position monitors", First European Particle Accelerator Conference, ROMA, june 1988
- 6) R. ANNE, Y. GEORGET, R. HUE, C. TRIBOULLARD, J.L. VIGNET, "Un nouveau détecteur de profil de faisceau non interceptif", GANIL internal report R.87-10
- 7) W. SCHOTT, "Status report on SUSE", Proc. of the Ninth International Conference on cyclotrons and their Applications (1981), p 177 - 189
- 8) A. CHABERT, GANIL Internal report, 1988

Supplementary information can be found in the bimonthly publication "Nouvelles du Ganil".

## КИЕВСКИЙ ИЗОХРОННЫЙ ЦИКЛОТРОН У-240

А.И.Безрук, А.Е.Вальков, А.В.Демьянов, А.Ф.Линев, М.В.Маковский,  
А.И.Малофеев, К.И.Ольховский, В.И.Сахно, А.И.Папаш

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Киевский изохронный циклотрон У-240 эксплуатируется 12 лет. Основное внимание при использовании пучков заряженных частиц уделяется ядерно-физическим экспериментам, направленным на изучение прямых ядерных взаимодействий, свойств ядер, удаленных от линии бета-стабильности, процессам многонуклонных передач в ядерных реакциях. Проводятся и прикладные работы по физике твердого тела, связанные с исследованием электрических свойств полупроводников при облучении ионами и с испытанием различных материалов на радиационную стойкость. Выполняются радиобиологические исследования по селекции растений. Налажено опытно-промышленное производство радиофармпрепаратов.

В настоящее время на циклотроне получают пучки протонов в диапазоне энергий от 30 до 78 МэВ, дейтронов - от 20 до 55 МэВ,  $\alpha$ -частиц - от 40 до 110 МэВ и ядер  $\text{He}^{2+}$  - 100 и 120 МэВ. Освоены режимы ускорения многозарядных ионов углерода - 50, 60, 65 МэВ, кислорода - 87 МэВ, неона - 105 МэВ, азота - 130 и 150 МэВ /1/.

Изохронный циклотрон У-240 эксплуатируется в режиме двухнедельных циклов непрерывной работы с наработкой на пользователей до 270 часов за цикл.

В понедельник, когда начинается новый цикл, проводятся мелкие ремонтно-профилактические работы, включение циклотрона, наладка систем и настройка пучка. Выключение циклотрона дежурный персонал смены выполняет за два часа в конце второй недели цикла (обычно в субботу утром).

Постоянно ведутся работы по модернизации систем питания и различных узлов ускорителя, направленные на повышение надежности оборудования в работе, сокращение времени аварийных простоев, совершенствование систем управления и настройки.

До 1987 года регламентом работы циклотрона предусматривалось проведение в течение года четырех двухнедельных профилактик с полной ревизией оборудования, с монтажными и пуско-наладочными работами в магнитном зале.

Однако в последнее время объем необходимых работ возрос, и в 1987-1988 г.г. проводились две четырехнедельные "большие" профилактики. При режиме работы суммарное время работы пользователя с пучком может достигать 5900 часов. В течение первых десяти лет эксплуатации полезное время работы с пучком росло (1977 год - 360 часов, 1978 г. - 1500 часов, 1980 г. - 3400 часов, 1983 г. - 4020 часов, 1985 г. - 4400 часов). Однако в течение 1986 и особенно 1987 годов время работы с пучком сократилось до 3440 часов. Возросло число аварий основных узлов и оборудования циклотрона, в частности, систем стабилизации токов, ВЧ-генератора, ионного источника, систем электрооборудования и водоохлаждения. Большие потери времени вызывает ликвидация аварий, связанных с прорывом трубок водоохлаждения внутренних элементов циклотрона и напуском воды в вакуумный объем.

Анализ эффективности работы ускорителя показал, что в процессе многолетней эксплуатации узлы и оборудование циклотрона устарели не только морально,



но и физически. Произошел частичный, а по многим элементам и полный износ оборудования.

Ремонтно-профилактические работы, направленные на устранение аварийных ситуаций, уже не могут исправить положения. Необходима комплексная замена большинства элементов и узлов циклотрона.

В связи с этим разработан и осуществляется рассчитанный на 5+6 лет план комплексной модернизации циклотрона. Модернизация проводится силами коллектива У-240 за счет внутренних ресурсов без выделения централизованных капиталовложений и без длительной остановки ускорителя.

Основные сложности в 1987-1988 г.г. возникли в связи с заменой вращающихся источников тока (электродвигатель-генератор постоянного тока) на тиристорные преобразователи ИСТ-1000, ИСТР-2500 и т.п. Всего по плану должно быть установлено около 70 тиристорных выпрямителей, что в будущем позволит полностью перевести управление пучком в автоматизированный режим.

Модернизируется также вакуумная система. На диффузионных вакуумных агрегатах ВА-8Т устанавливаются цилиндрические азотные ловушки большого диаметра (аналогично циклотрону У-400 ЛЯР ОИЯИ), что позволит улучшить предельный вакуум на порядок (с  $10^{-6}$  Торр до  $10^{-7}$  Торр).

В настоящее время настройка циклотрона (ускорение пучка, вывод, транспортировка до мишени) осуществляется оператором вручную без соответствующих элементов оперативной диагностики пучка. Рассчитываются только токи в основной и корректирующих обмотках циклотрона.

Основное направление модернизации связано с полной автоматизацией управления циклотроном и настройкой пучка. В связи с этим разработаны программы автоматизированной проводки пучка в тракте транспортировки, предусматривающие оптимизацию положения пучка и его огibaющей по тракту и обеспечение заданных размеров на мишени. Сейчас изготавливаются диагностические элементы (профилометры), которые будут установлены в расчетных точках по ионопроводу, и соответствующая аппаратура обработки и выдачи информации, а также управления системами питания поворотных магнитов и квадрупольных линз.

Для диагностики пучка внутри циклотрона и при выводе будут использоваться 15 фазовых датчиков с цифровой обработкой информации. Программа расчета режимов позволяет по измеренной радиальной зависимости центральной фазы пучка определять коррекции вкладов концентрических обмоток и минимизировать фазовое движение сгустков при ускорении. Для определения амплитуды когерентных и некогерентных радиальных колебаний разработан радиальный пробник с дельта-ламелью и соответствующие программы для обработки сигналов и выдачи оператору данных на терминал. Для измерения вертикальных колебаний используется многоламельный пробник. Система позволит центрировать пучок путем незначительного изменения дуантного напряжения, положения ионного источника, а главное, путем управления системами питания гармонических обмоток и создания контролируемой первой гармоники в необходимом диапазоне радиусов. Положение элементов вывода тоже будет рассчитываться и оперативно управляться от ЭВМ, критерием будет служить качество выведенного пучка и коэффициент выпуска. Комплекс программ, аппаратных средств и диагностическое оборудование изготавливаются совместно с КИТБ Института ядерных исследований.

Диагностику технологических параметров будет осуществлять контрольно-диагностическое устройство с заменой существующих датчиков (реле, блокировки, реле протока, температурные реле и т.п.) на программно-управляемые элементы (около 3200 точек съема информации).

В настоящее время режимы работ с легкими ионами обеспечиваются дуговым

источником радиального типа в прямоканальном варианте ( вольфрамовая нить диаметром 2 мм ). При работе с многозарядными ионами используются пресованные вольфрамовые катоды косвенного подогрева. Разработана и находится в стадии внедрения сменная закрытая головка ионного источника, позволяющая уменьшить газонатекание в объем в два-три раза, а также проводить замену головки в течение 20 минут. Кроме того, в Институте изготавливается парк ионных источников с соответствующими системами перемещения и подсоединения. Такой подход позволит обеспечить ионными источниками все осваиваемые новые режимы ускорения многозарядных ионов, начиная от лития и вплоть до аргона.

Система аксиальной инжекции собрана на стенде, проведен пучок ионов водорода из дуоплазмотрона.

Система будет устанавливаться в 1989 году. Для источника поляризованных частиц выделено радиационно-безопасное помещение возле циклотронного зала и тракт инжекции от ИПЧ в циклотрон удлиняется на 20 метров. В связи с этим разрабатывается проект установки ЭЦР-источника многозарядных ионов на ярме магнита, а сам ЭЦР-источник разрабатывается совместно с сотрудниками отдела физики плазмы.

Среди других работ надо отметить ввод системы монохроматизации пучка в течение 1988 года и строительство пролетной базы для осуществления нейтронного режима.

В настоящее время Институт ядерных исследований АН УССР совместно с Институтом ядерной физики СО АН СССР разрабатывают проект ускорительно-накопительного комплекса на энергию 200 МэВ на нуклон для ядер с  $A/Z=2$  на базе циклотрона У-240. Использование электронного охлаждения пучков позволит проводить новые типы ядерно-физических экспериментов с рекордными параметрами: эмиттансом  $0,1 + 1$  мм.мрад, энергетическим разрешением  $- 10^{-5} + 10^{-4}$ .

## Л и т е р а т у р а

И. Линева А.Ф. Атомная энергия, 1976, 40, вып.6, с.451-455.

## ЦИКЛОТРОННЫЙ КОМПЛЕКС У-250 ДЛЯ НАРОДНОЙ РЕСПУБЛИКИ БОЛГАРИИ

А. В. Гальчук, О. А. Гусев, Л. Е. Королев, А. В. Степанов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова, Ленинград

А. Х. Ангелов, В. А. Ангелов, Д. Х. Динев, И. Б. Енчевич, Ж. Т. Желев, Г. К. Радонов

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской академии наук, София, НРБ

### 1. Введение

В Народной Республике Болгария принято решение о создании при Болгарской академии наук Национального ускорительного комплекса (НУК НРБ). Такое решение обусловлено широким использованием циклотронных пучков в фундаментальных и прикладных исследованиях. Традиционные области применения циклотронов, такие как ядерная спектроскопия, активационный анализ, производство ультракороткоживущих изотопов, дополнились рядом направлений, отвечающих запросам современной науки и техники, за счет ускорения в циклотронах многозарядных ионов. К таким направлениям можно, например, отнести ядерно-физические исследования составных ядер, синтез ядер вдали от дорожек стабильности, производство ядерных фильтров, ядерное материаловедение, глубинную имплантацию материалов и пр.

Поскольку до настоящего времени в Болгарии не соорудались циклотронные установки, практически все направления исследований, связанные с использованием циклотронных пучков, представляют интерес для болгарских специалистов. Поэтому в качестве ускорителя заряженных частиц НУК НРБ был выбран многоцелевой изохронный циклотрон У-250.

Разработка НУК НРБ проводится специалистами Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова (г. Ленинград) по техническому заданию специалистов Института ядерных исследований и ядерной энергетики (г. София).

### 2. Основные характеристики циклотрона У-250

Циклотрон У-250 предназначен для ускорения ионов в диапазоне масс от водорода до ксенона, причем для ионов, у которых  $A/Z > 3$ , где  $A$  — массовое число иона, а  $Z$  — его заряд, максимальная энергия ускорения достигает  $204 Z^2 A$  МэВ.

Более подробно физические параметры циклотрона и характеристики получаемых с его помощью пучков представлены в работе /1/. Технические принципы, положенные в основу конструкции узлов циклотрона, были выработаны в результате анализа используемых в циклотронной технике конструктивных решений с учетом требуемых физических характеристик циклотронных пучков. Поскольку эти вопросы рассматривались ранее в работе /2/, авторы считают необходимым лишь перечислить основные конструктивные особенности циклотрона У-250, не обсуждая подробно предпосылки их разработки.

Электромагнит циклотрона — Ш-образного исполнения с диаметром полюсов 250 см и максимальной индукцией в центре рабочего зазора 1,9 Т. Изохронный режим ускорения обеспечивается четырехсекторной радиальной структурой, уменьшением межполюсного зазора от центра к периферии и набором корректирующих обмоток, расположенных в долинах. Вес электромагнита 400 т, мощность электропитания ~ 200 кВт.

Резонансная система - панельного типа - состоит из двух резонаторов и обеспечивает максимальное напряжение 75 кВ на двух 42-градусных дуантах в диапазоне частот 8-19 МГц. Сумма ВЧ-потерь ускоряющей системы и мощности, передаваемой в пучок, составляет 200 кВт.

Источник ионов - дугового типа - устанавливается в вакуумную камеру циклотрона. Предусмотрено использование источников двух типов: для легких ионов и для тяжелых, что обеспечивает универсальность циклотрона У-250 как многоцелевого ускорителя. В последующих разработках предполагается использование в циклотроне внешнего источника ионов, существенно расширяющего экспериментальные возможности ускорителя.

Система выпуска обеспечивает выпуск пучка из циклотрона как с помощью перезарядки на обдирочной фольге, так и посредством электростатического дефлектора.

Вакуумная откачка в циклотроне осуществляется механическими насосами (предварительная откачка) и паромасляными агрегатами с азотными ловушками (высоковакуумная откачка).

### 3. Особенности компоновки комплекса У-250

Физическое оборудование комплекса У-250 включает в себя, кроме собственно циклотрона, разветвленную систему транспортировки пучка, обеспечивающую получение на внешних мишенях пучков с требуемыми параметрами. В процессе выбора оптимальной компоновки физического оборудования для НУК НРБ были рассмотрены различные варианты схем транспортировки пучка: веерная схема с диагональным направлением основного канала транспортировки /3/, веерная схема с симметричным расположением транспортировочных каналов /4/, коридорная схема транспортировки пучка к мишеням /5/, комбинированная схема транспортировки пучка, сочетающая в себе элементы веерной и коридорной схем. Анализ перечисленных выше схем транспортировки с учетом специфики будущих исследований, проводимых с помощью циклотрона, показал, что наиболее приемлемому варианту компоновки отвечает комбинированная симметричная схема транспортировки пучка, представленная на рисунке, в силу следующих причин: 1. Указанная схема при достаточно большом количестве транспортировочных каналов - 12 - содержит только два типа электромагнитных устройств транспортировки: дублет квадрупольных магнитных линз и коммутирующий электромагнит, что свидетельствует о высокой степени унификации электромагнитных элементов и обслуживающих их систем стабилизированного электропитания. 2. Симметрия схемы в сочетании с идентичностью расположения позволяет использовать для 11 отклоняемых направлений транспортируемого пучка всего два типа конструктивных модулей, что значительно удешевляет разработку и облегчает обслуживание ускорителя. 3. Представленная схема позволяет эффективно использовать для работы с пучком площадь экспериментального зала.

Прямое направление транспортировки пучка, возможно, получит свое дальнейшее развитие в виде комплекта электрофизического оборудования, включающего в себя магнитный анализатор заряженных частиц, конструкция и параметры которого могут стать объектом совместной разработки специалистов НИИЯФ и ИЯЛИЗ.

В качестве основного фокусирующего элемента транспортировки пучка используется дублет квадрупольных магнитных линз с апертурой 10 см и максимальным градиентом магнитной индукции 700 Гс/см, поворот пучка на углы до  $\pm 45^\circ$  осуществляется коммутирующим электромагнитом с параметрами: максимальная индукция - 1,65 Т, мощность электропитания - 46 кВт, вес - 14,5 т. Как подстроечный элемент в каналах транспортировки пучка используется двоярный корректи-

изохронных циклотронах, из которых 26 имеют энергию протонов в диапазоне 35+40 МэВ. Для обеспечения оптимального объема поставок препаратов в специализированные клиники необходимая интенсивность пучка, при производстве ряда радионуклидов должна достигать 100 и более микроампер.

Выведенный пучок протонов такой интенсивности получить крайне затруднительно из-за ограничения по мощности рассеяния доли пучка, теряющейся на передней пластине (септуме) электростатического дефлектора.

На циклотроне У-120М в ИЯФ ЧСАН эффективная наработка  $^{67}\text{Ga}$ ,  $^{111}\text{In}$  осуществляется на внутренней цинковой мишени при облучении протонами с энергией 35 МэВ и током до 100 мкА. При этом для одновременной работы с такими мощностями в пучке облучаемая плоскость мишени наклонена в радиальном и азимутальном направлениях, что увеличивает облучаемую поверхность до  $(10+12)\text{ см}^2$ . Производство  $^{201}\text{Tl}$ ,  $^{123}\text{I}$  осуществляется на мишенях, расположенных в отклоненном пучке между 2-й и 3-й секциями системы вывода. При этом ток пучка  $\sim 10\text{ мкА}$   $^{111}\text{I}$ . Для увеличения эффективности производства этих радионуклидов необходимо существенное повышение интенсивности пучка, которая в данном случае ограничена допустимыми потерями в системе вывода пучка, используемой для отклонения пучка на мишень.

## 6. Система отклонения пучка на мишень

Для унификации условий облучения различных мишеней и для обеспечения высокой интенсивности пучка при производстве любого радионуклида в проекте данного циклотрона предполагается все радионуклиды производить на мишенях, расположенных в отклоненном пучке. Отклонение пучка предлагается осуществлять электростатическим или магнитным дефлектором, в передней пластине которого имеется сквозная прорезь для свободного прохождения отклоняемых частиц пучка  $^{111}\text{I}$ . Мишень расположена непосредственно за секцией дефлектора. Градиентное электрическое или магнитное поле такого дефлектора отклоняет пучок от мгновенной равновесной орбиты, а также увеличивает радиальный и аксиальный размеры эммитансов пучка, создавая оптимальные условия для равномерного облучения рабочей поверхности мишени при полном отсутствии потерь пучка на элементах дефлектора.

В первом основном варианте система отклонения состоит из одной электростатической секции, подобной электростатическому возбудителю системы вывода У-120М  $^{123}\text{I}$ . Азимутальная длина секции  $60^\circ$ , азимутальное положение относительно равновесной орбиты определяется исходя из минимального влияния на аксиальные колебания и максимального тем-

## Л и т е р а т у р а

1. Р.Ц.Оганесян, Э.Бакевич, И.Б.Енчевич. Многоцелевой изохронный циклотрон У-250. - Сообщение ОИЯИ 9 - 12355, Дубна, 1979.
2. Многоцелевой циклотрон тяжелых ионов У-250. - И.Ф.Малышев, Н.В.Богданов, Ю.П.Вахрушин и др. - В кн.: Труды Восьмого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 19-21 октября 1982 г. Дубна, 1983, т.1, с.80-83.
3. Некоторые особенности проектирования ускорительной лаборатории Болгарской академии наук на основе многоцелевого циклотрона У-250. - А.Х.Ангелов, И.Б.Енчевич, Ж.Т.Желев. - В кн.: Труды Восьмого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 19-21 октября 1982 г. Дубна, 1983, т.1, с.121-124.
4. Проект Национального ускорительного комплекса Болгарской академии наук с циклотроном У-250. - А.Х.Ангелов, Д.Х.Динев, В.А.Ангелов и др. - В кн.: Труды Международного совещания по циклотронам и их применению, Бехине, ЧССР, 25-28 июня 1985 г. P9-85-707, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.102-107.
5. В.А.Ангелов, Д.Х.Динев. Распределительно-коридорен вариант на системата за транспортиране на йоните от циклотрона У-250. - "Ядерна енергия", София, БАН, 1985.
6. В.А.Ангелов, И.Б.Енчевич. Возможность создания в Болгарии центра терапии быстрыми нейтронами на базе многоцелевого изохронного циклотрона У-250. - В кн.: Труды Международного совещания по циклотронам и их применению, Бехине, ЧССР, 25-28 июня 1985 г. P9-85-707, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.102-107.

## БЛОК УПРАВЛЕНИЯ АМПЛИТУДОЙ И ФАЗОЙ ПЕРВОЙ ГАРМОНИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА

П. Ю. Комиссаров, В. А. Резвов, А. А. Рошин

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Для коррекции первой гармоники азимутальной вариации магнитного поля изохронного циклотрона Института атомной энергии им. И. В. Курчатова предусмотрены две системы обмоток, размещенных в долинах полюсных наконечников магнита циклотрона на двух различных радиусах. На каждом радиусе размещены 3 обмотки, разнесенные по азимуту на  $120^\circ$ . Диапазон регулирования токов в обмотках до  $\pm 1$  кА. Токи в каждой обмотке должны с точностью не хуже 1% соответствовать закону

$$J_n = J \cdot \sin \left[ \varphi + \frac{2}{3} \pi (n-1) \right], \quad n = 1, 2, 3. \quad (1)$$

Для облегчения настройки изохронного режима ускорения система управления должна обеспечивать одновременное регулирование токов в 3-х обмотках путем отдельного изменения амплитуды ( $J$ ) и фазы ( $\varphi$ ) соответственно в пределах  $0 \pm 1$  кА и  $0 \pm 360^\circ$ .

Источниками питания служат типовые промышленные реверсивные тиристорные преобразователи ТТР/1000 со скелой стабилизации, содержащей цепь сравнения напряжений на шунте с опорным напряжением и усилитель ошибки. В схеме стабилизации предусмотрен вход для управления от внешнего источника опорного напряжения. Таким образом, задача установления токов обмоток сводится к получению для каждой системы обмоток 3-х опорных напряжений, соответствующих гармоническому закону, аналогичному (1):

$$U_n = U \cdot \sin \left[ \varphi + \frac{2}{3} \pi (n-1) \right], \quad n = 1, 2, 3. \quad (2)$$

С этой целью на циклотроне МА использовалось электронное аналоговое устройство, основанное на занесении мгновенного значения опорного синусоидального сигнала [1]. Развитие цифровой техники позволило иначе подойти к решению данной задачи.

Система управления токами обмоток по гармоническому закону (1) включает в себя источник питания, блок управления и стабилизации (БУС), устройство распределения аналоговых данных "Электроника МС М-1", блок опорных напряжений (БОН) (рис. 1).

Целью данной работы являлось создание опытного образца БОН и программного обеспечения для его работы.

БОН предназначен для вычисления значений опорных напряжений для 3-х систем обмоток (по 3 обмотки в каждой) по гармоническому закону (2) с точностью не хуже 1% при долговременной стабильности  $\sim 10^{-3}$ . Блок создан на основе микропроцессорного компонента серии 530. Структурная схема блока показана на рис. 2. функционально ее можно разделить на 3 части: входная часть, микропроцессорная часть, выходная часть. Микропроцессорная часть включает в себя собственно процессор (ИТ530 ИС300) с периферийными устройствами, ОЗУ емкостью 1К, построенное на микросхемах (МС) КР568ВТ1, и ЧКУ емкостью 2К, построенное на МС К573 Р01. Входная часть включает в себя порт ввода-вывода

(в/в) (КР544НМ55), 12-разрядный ЦАП (К594ПА1), 4 компаратора типа КМ54. Выходная часть содержит порт в/в и 2 буфера (рис.2). Управление блоком осуществляется 4-мя резисторами типами, расположенными на передней панели блока.

Программа работы блока написана на языке резидентного ассемблера. Управление его базового программного обеспечения. Укрупненный алгоритм работы блока показан на рис.3.

Для уменьшения долговременной нестабильности системы в целом предусмотрено 2 режима работы блока: "Настройка" и "Работа". В режиме "Настройка" программа проходит всю последовательность действий, показанную на рис.3. В режиме "Работа" программа только выдает на выходное устройство ранее вычисленные значения опорных напряжений, не обращаясь к входным устройствам.

Блок обеспечивает одновременное регулирование опорных напряжений для 2-х систем обмоток (по 3 обмотки в каждой) путем раздельного изменения амплитуды и фазы для каждой системы соответственно от 0 до 5 в и  $0-109^{\circ}$ . Перекрытие по значению фазы  $\sim 60^{\circ}$  предусмотрено для удобства работы оператора с устройством. Точность установки опорных напряжений по гармоническому закону ( $2$ )  $< 1\%$ , долговременная стабильность  $\sim 10^{-6}$ , скорость прохождения программы  $\sim 200$  нс.

Структура БОН, показанная на рис.2, позволит в дальнейшем легко перейти на управление от центральной ЭВМ, сохраняя при этом возможность ручной регулировки.

Для преобразования цифровых значений опорных напряжений в аналоговые сигналы используется устройство "Электроника МЭ 5411" [2]. Устройство предназначено для передачи по оптоволоконному линейному тракту цифровых сигналов и многоканального преобразования их в аналоговые сигналы на приемном конце тракта.

В состав устройства входят передатчик - преобразователь (ПР), модуль волоконно-оптический (МВО), блок распределения данных (БР) (рис.1). Разрядность входного информационного слова - 12 бит, число выходных каналов аналогового сигнала - 3.

Использование оптоволоконной цепи связи позволяет существенно уменьшить аналоговые цепи стабилизации, что повышает надежность системы в целом.

Эксплуатация на компьютере МЭО в течение года показала надежность устройства и удобство в работе.

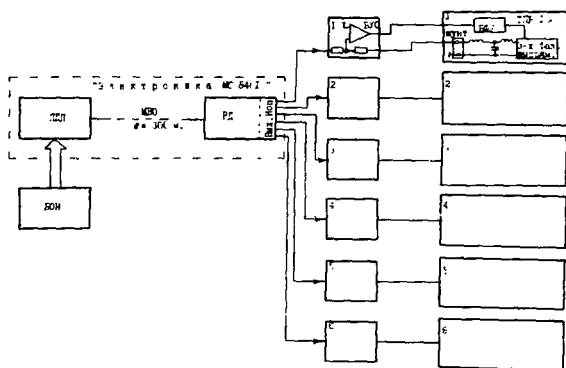


Рис.1. Структурная схема устройства питания гармонических обмоток циклотрона МЭО.



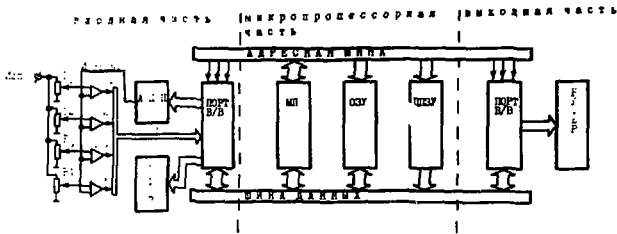


Рис.2. Структурная схема блока опорных напряжений.

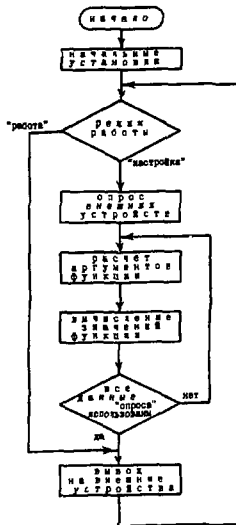


Рис.3. Укрупненный алгоритм программного обеспечения.

### Л и т е р а т у р а

1. Болгович А.Г., Евриков В.Д., Латушкин С.Т. и др. Управление амплитудой и дозой первой гармоники магнитного поля изохронного циклотрона. ИТО, т.5, 1960, с.26.
2. Аноян М.А., Турсунов И.И. Опволоконные системы информационного обмена. Электронная промышленность. Выпуск 3, 1934, с.27.

# АППАРАТУРНЫЕ И ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОПЕРАТОРА С СИСТЕМОЙ УПРАВЛЕНИЯ ИОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ЦИКЛОТРОНА У-400

А.А.Касьянов, В.М.Рыбин

Московский инженерно-физический институт

В.Б.Кутнер, В.Г.Субботин, А.М.Сухов, Ю.П.Третьяков, Б.В.Фефилов  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ разработана и введена в опытную эксплуатацию автоматизированная микропроцессорная система управления (МСУ) дуговым источником многозарядных ионов (ИМЗИ) циклотрона У-400, которая позволяет автоматически получать и поддерживать заданный или максимально возможный ток ионного пучка за счет вариации параметров режима ионного источника. Структура системы (рис. 1), ее функциональное назначение и алгоритмы автоматического контроля и управления объектом подробно описаны в работах [1-3].

Существенное влияние на эффективность и качество МСУ оказывают средства взаимодействия оператора с системой управления (СВОСУ), которые должны обеспечивать: ввод задания на режим автоматического управления; ручное управление регулируемыми органами; отображение информации о контролируемых параметрах. В структуру аппаратных СВОСУ ИМЗИ циклотрона У-400 входят: алфавитно-цифровой дисплей, соединенный с резидентной микроЭВМ [2]; пульт оператора; модули КАМАК для связи пульта оператора с микропроцессорным крейт-контроллером; модули управления отображением информации на телевизионном дисплее. Пульт оператора состоит из панели ручного управления тиристорными регуляторами выпрямителей питания нити, подогрева катода, дуги и распыляемого электрода; функциональной клавиатуры для выдачи команд управления микроЭВМ; индикационной панели для отображения состояния работоспособности объекта и схемы электропитания.

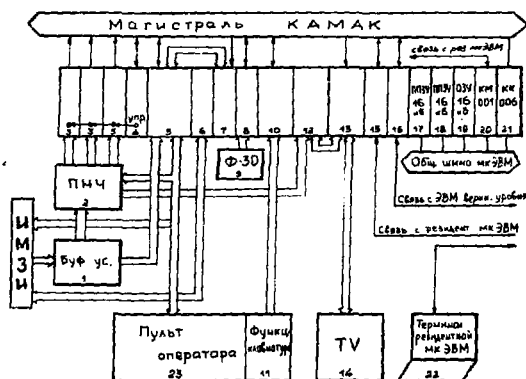


Рис. 1. Структура МСУ ИМЗИ. 1 - буферные усилители, 2 - преобразователи напряжения в частоту, 3 - счетчики импульсов, 4 - задающий генератор, 5 - блок аварийной защиты, 6 - блок управления приводом напуска газа, 7 - цифроаналоговые преобразователи, 8 - интерфейс ампер-вольтметра Ф-30, 9 - ампер-вольтметр Ф-30, 10 - блок связи с пультом, 12 - блок вывода линейных шкал, 13 - контроллер телевизионного дисплея, 15, 16 - модули межкрейтной связи, 20 - микроЭВМ, 21 - контроллер крейта.

В полном объеме взаимодействие с МСУ оператор осуществляет посредством развернутого диалога через алфавитно-цифровой дисплей. Реализованные в системе диалоговые средства обеспечивают оперативность и гибкость перестройки режимов управления. Для ведения диалога от оператора требуются минимальные навыки общения с микроЭВМ, т.к. в системе реализована возможность получения на экране дисплея в удобной форме справочной информации о любой функции, которую система способна выполнить. Диалог организован по принципу "активный оператор" на основе ввода с клавиатуры дисплея двух- и односимвольных команд. В процессе диалога микроЭВМ способна распознавать и выполнять следующие команды: 1) переход в режим ввода установок регулируемых параметров; 2) запоминание текущих значений параметров режима ИМЭИ и их стабилизация; 3) стабилизация тока пучка многозарядных ионов (МЭИ); 4) задание допустимой погрешности настройки тока пучка МЭИ; 5) переход в режим ввода или коррекции ограничений на входные и выходные переменные; 6) задание интервала времени повторения поиска экстремума тока пучка; 7) переход в режим задания входных управляющих переменных, которые ЭВМ разрешено варьировать в процессе настройки или стабилизации тока пучка МЭИ; 8) переход в режим ввода задания на автоматическое выключение узлов схемы электропитания ИМЭИ и прекращения подачи газа в разрядную камеру; 9) ввод периода накопления данных о режиме работы ИМЭИ; 10) получение распечатки накопленных данных или текущего режима; 11) вывод уставок, хранящихся в памяти микроЭВМ; 12) очистка и восстановление экрана графического дисплея после отображения какой-либо аварии или неисправности.

При переходе в режим ввода уставок регулируемых параметров на экран дисплея выводится таблица уставок, которые уже имеются в памяти микроЭВМ. Кроме того, на экране появляется таблица, отображающая информацию: какие параметры система готова последовательно настраивать. Далее оператору предоставляется возможность коррекции установки любого параметра. По приказу "Начать настройку" микроЭВМ автоматически выводит источник на заданный режим.

В ходе интерактивного взаимодействия с оператором диалоговая программа производит контроль как за синтаксисом команд, так и за соответствием величин задаваемых параметров допустимым диапазонам.

Часть команд на выполнение наиболее часто исполняемых функций может подаваться с функциональной клавиатуры, вынесенной на пульт. Функциональная клавиатура представляет собой клавишный регистр, клавиши которого определяют одну из следующих функций: 1) автоматическое зажигание дуги и получение начального режима разряда  $I_d=4 \text{ А}$ ,  $U_d=400 \text{ В}$ ; 2) стабилизация режима ионного источника; 3) автоматическая настройка тока пучка МЭИ на заданное с клавиатуры дисплея и хранящееся в памяти микроЭВМ значение; 4) стабилизация тока пучка; 5) режим повторения поиска требуемого тока пучка через заданный интервал времени; 6) режим измерения и отображения параметров ИМЭИ. Код функций с клавишного регистра при нажатии кнопки "Автоматическое управление" поступает в блок связи с пультом, по сигналу КЛАМ от которого считывается в память микроЭВМ.

В автоматическом режиме управления управляющие воздействия на регуляторы поступают с выходов ААП, работающих под управлением микроЭВМ. В ручном режиме управление схемой электропитания объекта оператор осуществляет с помощью многооборотных потенциометров с пульта. Важно было обеспечить переход с автоматического управления на ручное без срыва режима ИМЭИ. Для этого опорные напряжения на тиристорные регуляторы, поступающие с потенциометров, измеряются с помощью ААП (на базе преобразователей напряжения в частоту импульсов и

счетчиков импульсов), выходной код которого сравнивается с текущим кодом соответствующего ЦАП, и до тех пор, пока оператор вращением ручки потенциометра не выравнивает эти коды, ЭВМ не изменяет код ЦАП. Направление вращения ручки указывается знаком на экране телевизионного дисплея. В момент, когда знак исчезает, параметр становится управляемым. Такой алгоритм обеспечивает переключение в ручной режим управления с отклонением параметров от исходного на величину не более 5%.

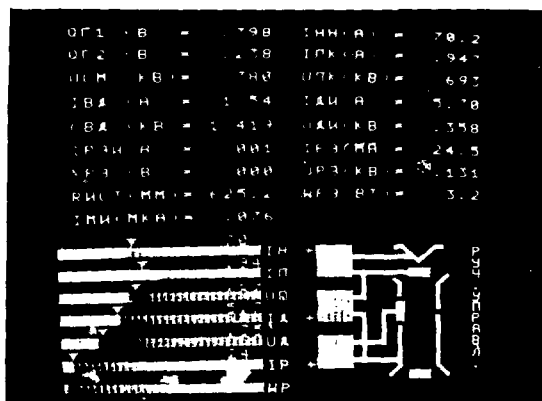


Рис. 2. Отображение информации на экране телевизионного дисплея.

Отображение информации о состоянии объекта управления осуществляется на экране телевизионного дисплея с помощью программно-управляемого контроллера, позволяющего выводить изображение размером 256x256 точек и имеющего встроенный генератор символов. На экран выводится таблица цифровых значений контролируемых параметров и мнемосхема ИМЭИ и выпрямителей питания (рис. 2). Мнемосхема служит для динамического отображения работоспособности источника. При возникновении какой-либо аварии или неисправности изменяется цветовое состояние соответствующего элемента изображения. Для удобства наблюдения семи основных параметров ИМЭИ возникла необходимость вывода на экран телевизионного дисплея аналоговых шкал с частотой 10 Гц. Программный вывод шкал с помощью контроллера дисплея привел бы к снижению эффективности автоматического управления объектом из-за загрузки процессора выполнением этой операции. В связи с этим в дополнение к контроллеру был разработан специализированный блок, позволяющий аппаратно рисовать на экране 7 горизонтальных линий, длина которых пропорциональна величинам измеряемых сигналов.

Опыт эксплуатации разработанных СВОСУ показал их удобство, надежность и простоту освоения оператором.

#### Л и т е р а т у р а

1. Касьянов А.А. и др. В сб.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 21-23 октября. 1986 г. ОИИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, том I, с. 105.
2. Касьянов А.А. и др. ОИИ. Р9-87-307, Дубна, 1987.
3. Касьянов А.А. и др. ОИИ, Р9-88-185, Дубна, 1988.

ВЫВОД ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ (ЛУМЗИ) НА РАБОЧИЙ РЕЖИМ  
В. А. Бомко, И. Т. Веневцев, И. И. Гончаренко, Н. И. Демчук, В. Г. Журавлев, А. Ф. Кобец,  
А. И. Кравченко, А. Н. Куприянов, М. С. Лесных, А. В. Пипа, Е. И. Ревуцкий, В. И. Рудяк,  
Г. М. Скоромный, Н. А. Хижняк

Харьковский физико-технический институт АН УССР

За период с 1986 года, когда мы докладывали о физическом пуске линейного ускорителя многозарядных ионов [1], выполнены работы по комплексной наладке, получению проектных параметров пучка и переводу ускорителя в эксплуатационный режим.

Среди мероприятий, осуществляемых в ускорительном комплексе ЛУМЗИ в 1987 г., наиболее важным является замена трубок дрейфа основной секции с сеточной фокусировкой, установленных на период наладки, трубками дрейфа с магнитными квадрупольями.

Предварительные расчеты жесткофокусирующего канала основной секции показали, что приемлемый радиальный акцептанс обеспечивается в случае фокусирующей структуры, когда магнитные квадрупольи расположены только в четных трубках дрейфа. В таком канале величина акцептанса при диаметре апертурного отверстия 30 мм составляет 0,37 мрад, что согласуется с эмиттансом пучка на выходе предобдирочной секции и канала транспортировки. Более детально характеристики жесткофокусирующего канала основной секции ЛУМЗИ приведены в другом докладе, представленном на это совещание. Отметим только, что величина градиента магнитного поля в первой линзе для ионов с максимальной величиной отношения массового числа к зарядовому, на которое рассчитана основная секция  $\frac{A}{q} = 5$ , составляет  $3,6 \cdot 10^7$  А/м<sup>2</sup> (4,5 кГс/см).

Разработана, смонтирована и введена в действие система питания магнитных квадрупольей трубок дрейфа основной секции. Она состоит из 21 генератора импульсного тока с длительностью импульса 3 мс и током до 300 А. Форма импульса тока синусоидальная, рабочая часть, соответствующая длительности тока пучка, около 500 нсдл имеет достаточную степень равномерности. Максимальное импульсное напряжение имеет величину до 100 В. На него рассчитана изоляция полюсных наконечников квадрупольей. Охлаждение обмоток и всей трубки дрейфа осуществляется потоком трансформаторного масла, непосредственно омывающего обмотки и железное ярмо. Стабильность температуры трубок дрейфа находится в пределах 1°. Каждый генератор тока системы питания линз основной секции имеет свой источник силового напряжения и отдельное управление. Регулирование уровня импульса тока осуществляется как отдельно, так и совместно, что делает возможным гибкий режим настройки.

У нас не было трудностей в выводе системы фокусировки пучка тяжелых ионов в основной секции на оптимальный режим. Закон распределения тока в последовательности квадрупольей и абсолютная его величина в каждой линзе, полученные в результате расчета динамики частиц, обеспечивает максимальный ток пучков тяжелых ионов. Какое-либо дополнительное регулирование не приводило к увеличению их интенсивности.

Максимальная величина прохождения тока пучка через ускоряюще-фокусирующий

канал основной секции составила 20%. Это отношение является результатом не только радиального, но и продольного захвата. Специфика ЛУМЗИ на данном этапе заключается в том, что в нынешней предобдирочной секции, которая работает на ускоряющей структуре типа Альвареца с периодами двухкратного дрейфа, рабочая длина волны в 3 раза меньше, чем в основной секции, поэтому при наличии синхронизма по фазе и частоте предобдирочной и основной секций до энергии 8,5 МэВ на нуклон ускоряется лишь каждый третий сгусток ионов. Но с учетом того, что нынешняя предобдирочная секция будет заменена в ближайшее время новой длинноволновой секцией, система авторегулирования фазы и частоты не установлена. По этой причине свойственный жестко фокусирующему каналу захват по продольному движению, по величине равный 25%, несколько уменьшается из-за несовершенства системы согласования пучка на входе основной секции.

Инжекторный комплекс ЛУМЗИ обеспечивает формирование, предварительное ускорение до 86 кэВ на нуклон и согласование с ускорительным каналом предобдирочной секции пучков ионов различных газов с соотношением массового числа к зарядовому  $1 \leq \frac{A}{Z} \leq 7$ . На инжекторе применяются источники двух типов. Для получения ионных пучков с высокой фазовой плотностью и низкой зарядностью от 1 до 3 используется модифицированный источник типа ПИГ с мультипольным магнитным полем [2]. С целью повышения надежности работы источника были изменены катодный узел и контур охлаждения анодной камеры.

Генерацию высокозарядных ионов благородных газов  $Az^{Z+} Ne^{4+}$  обеспечивает одновитковый ПИГ с экстракцией ионов поперек магнитного поля [3].

Установка квадрупольного дублета на входе в предобдирочную секцию существенно улучшила согласование пучка, так что ускоренный ток возрос в 2-3 раза в зависимости от сорта ионов.

В процессе эксплуатации оказалось, что для обеспечения достаточной гибкости ионной оптики ускоряющей трубки на фокусирующий электрод необходимо подавать, в зависимости от сорта иона, замедляющий либо ускоряющий потенциал. Поэтому пришлось внести изменения в источник питания, чтобы можно было подавать на фокусирующий электрод напряжение необходимой полярности.

Наладочный режим работы ускорителя осуществлялся на ионах  $He_4^+$  и  $N_4^+$ . В первом случае достигнут на выходе основной секции ток ускоренных ионов выше  $10^{11}$  частиц за импульс. Интенсивность компоненты ионов азота  $N_4^+$  относительно общего тока 8 мА на входе в предобдирочную секцию составляет около 15%. При этих условиях ток ионов азота на выходе основной секции, ускоренных до энергии 8,5 МэВ на нуклон достигает  $3 \cdot 10^8$  частиц за импульс.

На таком уровне ускоренных ионов начинались работы по постоянной эксплуатации ЛУМЗИ на программу по ядерной спектроскопии. Первоначально осуществлена проводка пучка в экспериментальные залы, затем велись методические работы. Сейчас уже ведутся работы по выполнению намеченных программ исследований по ядерной физике и радиационному материаловедению.

На рис. 1 приведено фото общего зала линейного ускорителя многозарядных ионов. На рис. 2 — раздаточный магнит и две линии транспортировки пучка в экспериментальные залы.

В результате выполнения наладочных работ ускорительного комплекса тяжелых ионов ЛУМЗИ определялись слабые и сильные стороны работы системы. Следует отметить надежную работу основной секции, настроенной на базе модификации встречно-стрельной ускоряющей структуры, разработанной в ХУТИ.

В процессе замены трубок дрейфа с сеточной фокусировкой на трубки с магнитными квадрупольями были устранены причины пробоев, заключающиеся в том, что на участках с большой разницей диаметров четных и нечетных трубок дрейфа, напри-

мер от 5 до 10 трубок, образуются большие поверхностные градиенты электрического поля. В связи с этим торцовые крышки малых трубок дрейфа были заменены новыми с радиусом закругления, который согласно расчетам обеспечивал минимальный поверхностный градиент поля.

Работа новой ускоряющей структуры типа встречных штырей в основной секции ускорителя тяжелых ионов оправдала все надежды. Высокий темп ускорения, большая величина сунтового сопротивления, большая рабочая длина волны дали возможность впервые ускорять тяжелые ионы в диапазоне от 1 до 8,5 МэВ/нуклон в компактной и конструктивно простой основной секции.

Опыт, приобретенный в процессе создания основной секции ЛУМЭИ, ее настройка и наладка под пучком вселяют оптимизм, что на базе встречно-штыревой структуры несколько отличающейся модификации нам удастся создать новую предобдирочную секцию, рассчитанную на  $\frac{1}{q} = 30$ , с рабочей длиной волны 12,6 м и разместить ее на имеющемся участке длины около 8,5 м. Эта секция создается параллельно с непрерывной эксплуатацией ЛУМЭИ на экспериментальную программу.

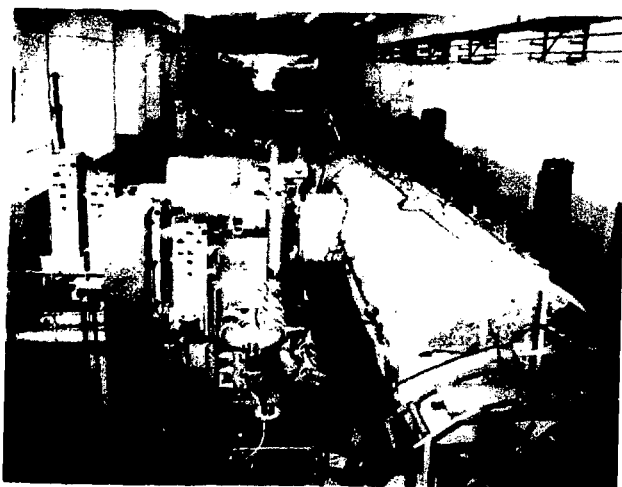


Рис.1. Общий вид зала линейного ускорителя многозарядных ионов.

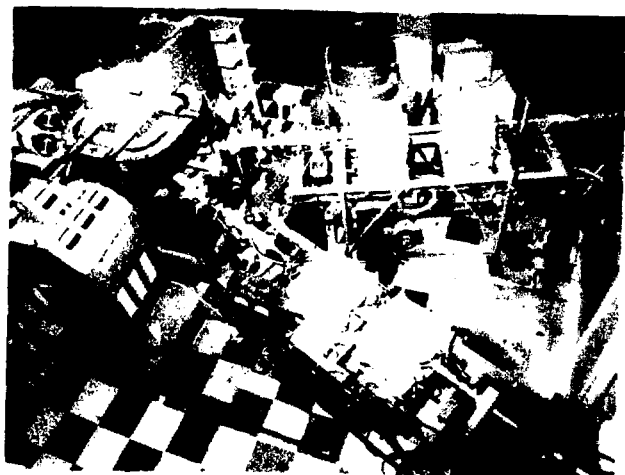


Рис.2. Линии транспортировки пучков на выходе ЛУМЭИ.

## Л и т е р а т у р а

1. Бомко В.А., Рудяк Б.И., Кобец А.Ф., и др. Комплексная наладка линейного ускорителя многозарядных ионов. Труды Десятого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.2, с.164.
2. Агаркова Л.В., Куприянов А.Н., Мелешков С.И. Источник многозарядных ионов с комбинированным магнитным полем. ПТЭ, 1985, №6, с.27-28.
3. Ревуцкий Е.И., Скоромный Г.М., Мелешков С.И. Источник многозарядных ионов. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том I, М.: ВИНТИ, 1970, с.418.



## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА НЕЙТРАЛИЗАЦИИ ИОННЫХ ПУЧКОВ

В.А.Воронцов, В.П.Шестаков

Московский инженерно-физический институт

Расширение диапазона использования интенсивных пучков заряженных частиц стимулирует интерес к неразрушающим методам измерения их параметров. Особое место в диагностике пучков занимает вопрос измерения степени нейтрализации или компенсации объемного заряда пучка при накоплении продуктов ионизации остаточного газа в потенциальной яме, образуемой пучком.

Попытка изучения динамики процессов нейтрализации пучка ионов цезия с энергией 1 МэВ методом электронно-лучевого зондирования была предпринята в Лоуренсовской лаборатории (Беркли, США) /1/.

Предлагаемая методика измерения коэффициента нейтрализации путем электронно-лучевого зондирования состоит в следующем: измеряется интегральный профиль пучка с использованием коллекторного датчика, например сканирующего проволочного зонда; измеряется зависимость отклонения электронного зонда в полях ионного пучка от координаты влета зонда в ионный пучок, по которой затем реконструируется его интегральный линейный профиль; путем вычитания вычисленного профиля из профиля, измеренного коллекторным датчиком, определяется профиль распределения накопленных нейтрализующих частиц; делением последнего на профиль, измеренный датчиком, вычисляется зависимость коэффициента нейтрализации от поперечной координаты. Зависимость отклонения электронного зонда в результате его взаимодействия с полями ионного пучка от координаты влета зонда в ионный пучок, или так называемая "кривая отклонения", измеряется при поперечном сканировании ионного пучка электронным зондом /2/.

Для азимутально-симметричного пучка плотность распределения объемного заряда в поперечном сечении представляется в виде конечной суммы ряда Фурье с периодом  $2R$ , где  $R$  - радиус ионного пучка:  $\rho_n(\tau) = \frac{q_n}{2} + \sum_{k=1}^{N-1} \alpha_k \cos \frac{k\pi x}{R}$ , в которой коэффициенты разложения определяются по экспериментальной "кривой отклонения" при решении матричного уравнения вида  $b_{ik} \alpha_k = \Delta Y(y_i)$ , где  $\alpha_k$  - искомые коэффициенты разложения,  $\Delta Y(y_i)$  - экспериментально измеренное отклонение зонда при координате влета  $y_i$ . Коэффициенты  $b_{ik}$  определяются путем математического моделирования движения зонда в полях пучков, распределение  $\rho_n(\tau)$  в которых представлено в виде отдельных гармоник ряда Фурье.

По известной функции распределения заряда  $\rho_n(\tau)$  может быть вычислен профиль пучка  $F(y) = 2 \int_0^R \rho_n(\sqrt{R^2 - x^2}) dx$ . Тестирование предложенной методики определения профилей распределения объемного заряда показало хорошее совпадение численных результатов с аналитическими. Измерение коэффициента нейтрализации методом электронно-лучевого зондирования было проведено в канале инжекции ионов  $H^-$  циклотрона TRIUMF (Канада) для непрерывного пучка ионов с энергией 300 кэВ. Коллекторные проволочные зонды, измеряющие профиль по двум координатам, находились с двух сторон от места установки электронного зонда на расстоянии 0,5 м от него, что позволяло проводить достаточно точные измерения профиля пучка.

Электронная пушка представляла собой стандартную телевизионную пушку с прямо-накальным вольфрамовым катодом с энергией электронов  $(1+2)$  кэВ, током 2 мкА, диаметром пучка 2 мм. Систему сканирования образовывали две пары электростатических deflectоров, компенсатор отклонения (электростатический deflectор) вместе с позиционным детектором, представляющим собой индикатор нулевого отклонения, обеспечивал разрешающую способность смещения зонда, равную 20 мкм, общая погрешность измерения "кривой отклонения" по ординате не превышала 5%, абсциссе - 2,5% /3/.

Измерение "кривой отклонения" при токе ионного пучка 800 мкА проводилось при дискретном сканировании зонда поперек ионного пучка с шагом 0,2 мм. Усреднение экспериментальных данных велось по 200 значениям, что позволяет рассчитывать на достижение стационарного режима процесса нейтрализации.

На рис. 1 представлены измеренный коллекторным проволочным зондом профиль ионного пучка (кривая а) и реконструированный профиль распределения объемного заряда (кривая б). Путем вычитания профиля б) из профиля а) получен профиль распределения накопленных в потенциальной яме пучка положительных ионов, образовавшихся при ионизации остаточного газа (кривая в). Некоторая асимметрия этих кривых означает неоднородность условий накопления медленных ионов в экспериментальной установке. Коэффициент нейтрализации вычислен путем деления кривой в) на кривую а) (рис.2).

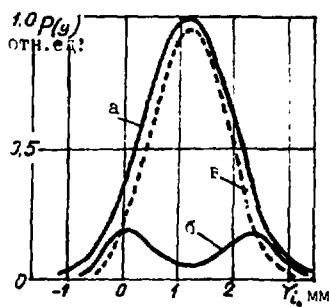


Рис. 1. Профили ионного пучка.

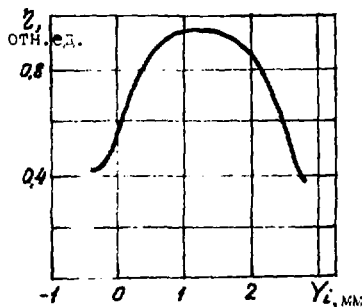


Рис. 2. Зависимость коэффициента нейтрализации от координаты  $Y_i$ .

Полученные результаты показывают перспективность использования метода электронно-лучевого зондирования для невозможной диагностики частично нейтрализованных пучков заряженных частиц.

#### Л и т е р а т у р а

1. Шялох Дж., Лампель М., Зах Р. Система зондирования с электронным пучком для исследования нейтрализации пространственного заряда пучка тяжелых ионов. ПНИ, 1983, № 1, с.51-54.
2. Воронцов В.А., Шестак В.П., Эриванский Ю.К. Оценка возможностей применения электронных зондов для диагностики релятивистских пучков заряженных частиц. - В кн.: Ускорители заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.90-96.
3. Electron beam probe for ion beam diagnostics. V. Shestak, C. Kost, R. Burge et al. TRIUMF, TRI-DN-87-36, 1987.

А.И.Бельков, В.В.Душин, С.Т.Латушкин, В.А.Резвов, Л.И.Юдин

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

Импульсный режим работы циклотрона при ускорении многозарядных ионов (МЗИ) является практически обязательным и в основном определяется специфической работой источника ионов. В некоторых других случаях, например при наладке циклотрона в режиме ускорения протонов, для уменьшения радиационной нагрузки наладку ускорителя выгодно производить в импульсном режиме при максимально возможной скважности (до 100).

В настоящее время на циклотроне ИАЭ им.И.В.Курчатова разработан синхронизатор для обеспечения импульсного режима работы, обладающий широким набором возможностей. В разработанном синхронизаторе сетка частот формируется аналого-цифровым методом с применением системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ).

Блок-схема синхронизатора приведена на рис.1. Основными узлами синхронизатора являются: система синтеза сетки частот с ФАПЧ, включающая в себя устройство привязки к сети, узел управления фазой, устройства цифрового управления и индикации частоты и скважности, схема защиты от пробоев в резонаторе, блок однократных и редких импульсов, блок режима работы циклотрона и набор мощных выходных драйверов старт-стоповых импульсов.

Система ФАПЧ построена по известной схеме, включающей в себя импульсный фазовый детектор, генератор, управляемый напряжением (ГУН), усилитель постоянного тока (УПТ) с фильтром низких частот и программируемый счетчиковый делитель частоты. Импульсный фазовый детектор синхронизируется короткими (несколько нс) импульсами со схемы привязки к сети и импульсами с ГУН в диапазоне частот  $F_{\text{ГУН}} = (50 + 400)$  кГц, проходящими на детектор через трехдекадный делитель частоты и декадный счетчик с переменным коэффициентом деления. Таким образом формируется набор выходных частот синхронизатора  $F_{\text{вых}} = \frac{F_{\text{ГУН}}}{1000 \cdot n} = 50$ , где  $n = 1, 2, \dots, 10$  - набор декадного переключателя частоты.

Регулирование скважности импульсов производится дискретным способом - делением исходной естественной квантованности периода повторения на 1000 точек при любой выходной частоте от 50 до 500 Гц, т.к.  $F_{\text{ГУН}} = 1000 \cdot F_{\text{вых}}$ . Таким образом реализуется неизменность скважности  $Q$  при любой выходной частоте, т.е. значение  $Q = \frac{1000}{n}$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots, 999$ , устанавливается на традиционном переключателе скважности, управляемом мультитекстограммом.

Со схемы УПТ выходят импульсы, соответствующие переднему и заднему фронтам импульсов манипуляции, так называемые старт-стоповые импульсы, а с установочного триггера - манипулируемый импульс.

На рис.2 приведена принципиальная схема ГУН [1]. Генератор построен по схеме с трехзвенной потенциально-емкостной связью на КМОП-технологии ИС типа К74А12. Управляющее напряжение с УПТ подается на И1 через резисторы  $R_1 - R_3$  и схему согласования, выполненную на  $R_4, R_5, Д1-Д3$  и позволяющую И1 устойчиво работать во всем диапазоне выходного напряжения УПТ. Генератор чередуется в диапазоне частот не менее декады от 50 до 500 кГц.

Схема защиты от пробоев построена традиционным образом и закрывает в генераторе [2] при уменьшении амплитуды ускоряющего напряжения (при появлении

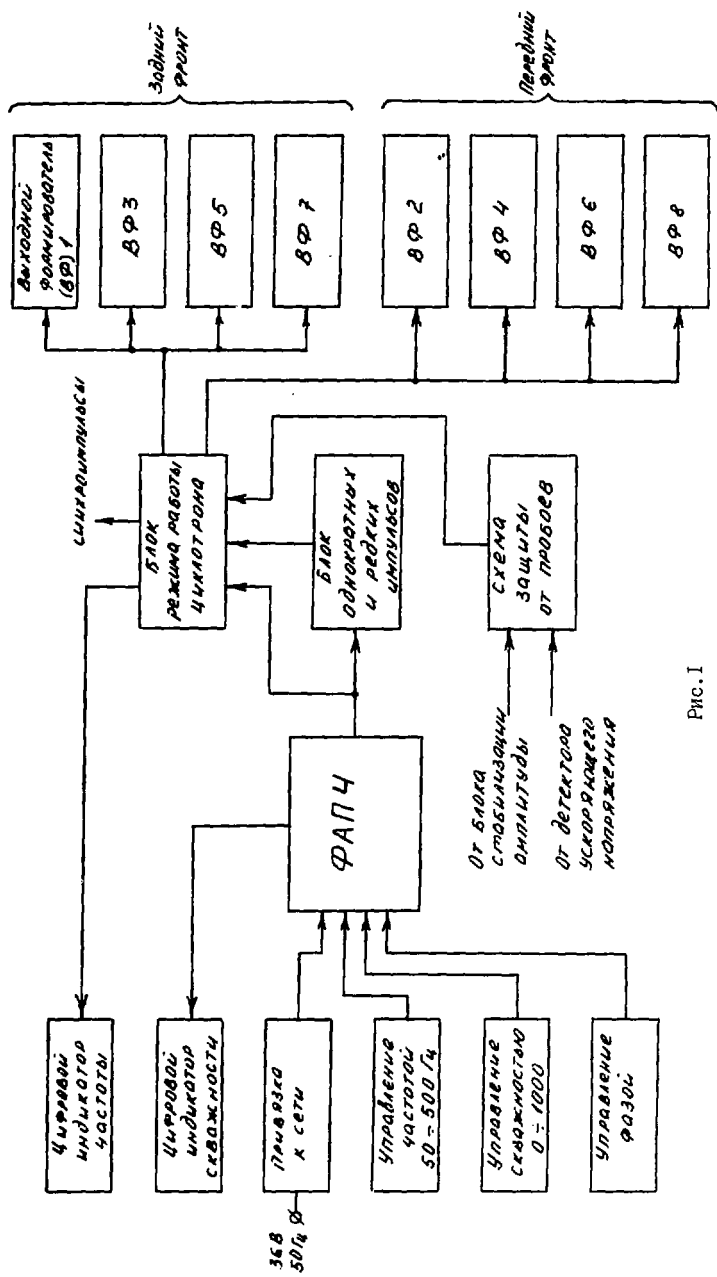


Рис. 1

пробоя) за время, в основном определяемое задержкой в тракте ВЧ-генератора (единицы мкс), что обычно не позволяет развиваться мощному пробоя. Предусмотрена схема проверки работоспособности защиты введением зондирующего перепада.

Выходные формирователи мощных старт-стоповых импульсов вынесены из блока синхронизатора для уменьшения наводок и формируют импульсы амплитудой до 50 В и длительностью  $\sim 50$  мкс на нагрузке до единиц Ом.

Синхронизатор импульсного режима циклотрона обеспечивает следующие возможности и параметры: импульсный, непрерывный, смешанный и режим запирания ВЧ-генератора, модулятора дуги и модулятора антикатода с соответствующей индикацией режимов;

управление частотой повторения импульсов манипуляции с соответствующей цифровой индикацией от однократной до 500 Гц с синхронизацией частотой сети (точность привязки  $\pm 30$  мкс);

управление и цифровую индикацию значения скважности манипулирующей последовательности импульсов в диапазоне от 1 до 1000 с дискретностью 1 с сохранением скважности при изменении частоты манипуляции от 50 до 500 Гц;

управление фазой выходных импульсов относительно фазы сети в пределах от 0 до  $360^\circ$  периода выходной частоты с дискретностью  $36^\circ$ ;

защиту ВЧ-генератора от пробоев в резонаторе с быстродействием в несколько мкс;

дистанционное управление частотой и скважностью;

4 стартовых и 4 стоповых импульса отрицательной полярности амплитудой до 50 В на нагрузке  $\sim 5$  Ом и длительностью  $\sim 50$  мкс;

старт-стоповые импульсы и импульсы манипуляции TTL уровня положительной полярности для синхронизации и запуска внешней аппаратуры;

время установления выходной частоты при переключениях  $\leq 1,5$  с.

Более чем годовая эксплуатация двух комплектов синхронизатора на циклотроне ИАЗ и на стенде источника ионов показала его высокую надежность и удобство в работе.

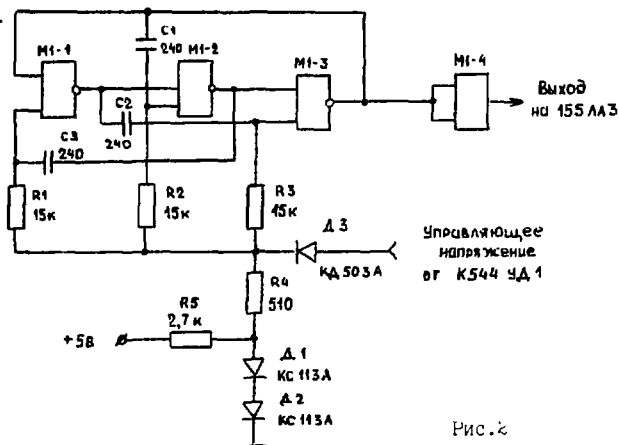


Рис. 2

#### Л и т е р а т у р а

1. С.Т. Мотушкин, В.А. Резвов. Генератор импульсов напряжения, а.с. № 1038632, опубл. в ОИ, 1937, № 41, с.253.
2. А.И. Бельков, В.Б. Душин, С.М. Яров и др. Генератор ускоряемого напряжения циклотрона ИАЗ им. Н.В. Курчатова. В кн.: Труды Десятого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дз-87-105, Дубна, 1987, т. I, с.268.

## ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩИЙ КАНАЛ ОСНОВНОЙ СЕКЦИИ УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ХЭТИ

В. А. Бомко, Б. И. Рудяк, Е. И. Резуцкий, И. И. Гончаренко, М. С. Лесных,  
Ю. В. Мелешкова, Ю. Г. Безродный, А. И. Кравченко, П. Н. Роголин

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Ускоряюще-фокусирующая система линейного ускорителя тяжелых ионов с энергией 8,5 МэВ/нуклон состоит из двух частей: предобдирочной секции типа Альвареца с длиной волны  $\lambda = 2,1$  м, рассчитанной на ускорение ионов с отношением массового числа к зарядовому  $\frac{A}{Z} = 7$ , начальной энергией 86 кэВ/нуклон, конечной 0,978 МэВ/нуклон, и основной секции (ОС), рассчитанной на ускорение ионов с  $\frac{A}{Z} = 5$  до энергии 8,5 МэВ/нукл. ОС сооружена на базе разработанной в процессе реконструкции ЛУМ-ЗИ новой модификации ускоряющей структуры типа встречных штырей с трубками дрейфа, возбуждаемой на волне  $H_{111}$ . Эта структура отличается малогабаритностью, высоким темпом ускорения, большим значением шунтового сопротивления, что дало возможность увеличить по сравнению со структурой Альвареца рабочую длину волны с 2,1 до 6,3 м, в результате чего упростилась конструкция самого ускорителя, значительно уменьшилось количество трубок дрейфа.

Резонатор ОС длиной 11,54 м содержит 38 трубок дрейфа длиной от  $l_n = 7,22$  см до  $l_{38} = 20,74$  см, при этом четные и нечетные трубки дрейфа имеют существенные конструктивные различия, вытекающие из той особенности рассматриваемой структуры, что квадрупольные линзы размещены только в четных трубках дрейфа. Нечетные трубки дрейфа не содержат фокусирующих устройств, представляя собой дрейфовое пространство, равное половине длины ускоряющего периода. Нечетные трубки дрейфа имеют различные наружные диаметры при постоянной апертуре 30 мм, а четные с такой же апертурой имеют одинаковый наружный диаметр, равный 210 мм. Таким образом, схематический период фокусировки состоит из двух трубок дрейфа, содержащих квадруполь с обратной полярностью магнитных полей, четырех ускоряющих зазоров и двух участков дрейфа в нечетных трубках дрейфа. В целом длина фокусирующего периода, состоящая из четырех ускоряющих периодов, равна  $2\beta\lambda$ , где  $\beta \cdot \frac{v}{c}$  — относительная скорость ионов (на входе ОС  $\beta \cdot \frac{v}{c} = 0,0455$ ). Общее количество фокусирующих периодов равно 10. Параметры, характеризующие дефокусирующее действие ускоряющих зазоров и фокусирующую силу магнитных квадрупольных, запишем в виде

$$X_n^2 = \frac{d_n^2 \pi^2 e E_3 T_n q \sin \varphi}{m c^2 \beta_n^3 \lambda A}; \quad Y_n^2 = \frac{e_n^2 H_n^2 q}{m c^2 \beta A}, \quad (1)$$

где  $d_n$  — длина  $n$ -го ускоряющего зазора,  $\bar{E}_3$  — средняя по ускоряющим зазорам напряженность ускоряющего поля, которая для  $\gamma \cdot \frac{v}{c} = 5$  при синхронной фазе  $\varphi_s = -30^\circ$  составляет 93 кВ/см,  $T_n$  — фактор времени пролета,  $H_n$  — усредненный по длине линзы градиент магнитного поля,  $e_n$  — длина  $n$ -й линзы. Для начального ускоряющего периода величины входящих в (1) параметров следующие:  $d_1 = 7,17$  см,  $T_1 = 0,87$ ,  $\beta = 0,0469$  — скорость иона на входе первой четной трубки дрейфа, длина которой равна 7,4 см, а длина полюсных наконечников размещенной в ней линзы — 6,15 см. Градиенты магнитных полей  $H_n$  были найдены для параметра  $\gamma^2 = 0,23$ , постоянного вдоль фокусирующей структуры. При расчете градиентов магнитных полей применялась методика формирования пучка, у которого огибающая траекторий частиц не выходит за пределы апертуры канала; при этом амплитуда колебаний частиц в радиальном направлении в про-

цессе ее движения вдоль структуры должна оставаться постоянной. Такое условие выполняется тогда, когда погонная сила Лоренца вдоль фокусирующей структуры, действующая на частицы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, по модулю есть величина постоянная, т.е.  $\beta_n H_n' = K$ , что эквивалентно требованию равенства жесткости всех линз в канале. При таком законе распределения градиентов наибольшая токовая и тепловая нагрузка приходится на линзу, размещенную в первой четной трубке дрейфа. В последующих линзах градиент падает по закону  $\kappa/\beta_n$ .

Месткофокусирующий канал ОС состоит из 21-й квадрупольной электромагнитной линзы, 19 из которых размещены в четных трубках дрейфа и две — в начальной и конечной полутрубках. Максимальный градиент магнитного поля  $H = 3,6 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$  (4520 Э/см) необходимо получить в линзе 1-й четной трубки дрейфа при ускорении ионов с  $\beta_n = 5$ . В линзе последней четной трубки дрейфа градиент магнитного поля равен  $1,07 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$ ; остальные линзы имеют промежуточные значения градиентов.

Расчет пропускной способности жесткофокусирующего канала ОС проводился в предположении равномерного распределения частиц по радиусу апертуры линз и равновероятных начальных углов  $\zeta_i = \alpha \sqrt{z_i/z}$  на входе фокусирующей структуры [1]. Найдены аксептансы ОС в плоскостях  $xoz$  и  $yoz$  близкие к оптимальным. В качестве характеристики ускоряюще-фокусирующего канала принят геометрический аксептанс  $A = \sum_{i=1}^N \zeta_{xi} \zeta_{yi}$ , где  $N$  — число ионов с начальными параметрами  $\zeta_{xi}$  и  $\zeta_{yi}$ , которые прошли всю структуру и ускорились до энергии 8,5 МэВ/нуклон. На рис. 1 и рис. 2 приведены половины фигур геометрических аксептансов в начально-фокусирующей ( $xoz$ ) и начально-дефокусирующей ( $yoz$ ) плоскостях жесткофокусирующего канала ОС. Величина геометрического аксептанса в плоскости  $xoz$  составляет  $14,6 \pi \text{ см} \cdot \text{мрад}$  ( $\zeta_{xi} = 7 \text{ мрад}$ ,  $\zeta_{yi} = 20 \text{ мрад}$ ), а в плоскости  $yoz$  —  $15,0 \pi \text{ см} \cdot \text{мрад}$  ( $\zeta_{xi} = 7 \text{ мрад}$ ,  $\zeta_{yi} = 20 \text{ мрад}$ ). Если принять в качестве геометрического аксептанса ОС общую площадь пересечения двух приведенных фигур, то эта величина составит  $8,25 \pi \text{ см} \cdot \text{мрад}$  ( $\zeta_{xi} = 7 \text{ мрад}$ ,  $\zeta_{yi} = 10 \text{ мрад}$ ), а нормализованный аксептанс ОС составит  $0,37 \pi \text{ см} \cdot \text{мрад}$ .

Расчет аксептансов, изображенных на рис. 1, 2, проведен для значения величины градиента магнитного поля в первой линзе  $3,6 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2$  и закона распределения градиента вдоль фокусирующей структуры  $H_n' = \kappa/\beta_n$ .

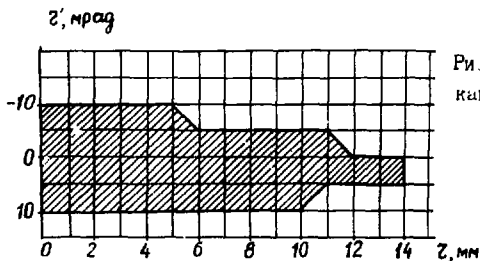


Рис. 1. Фигуры пропускной способности канала ОС в плоскости  $X'X''$ .

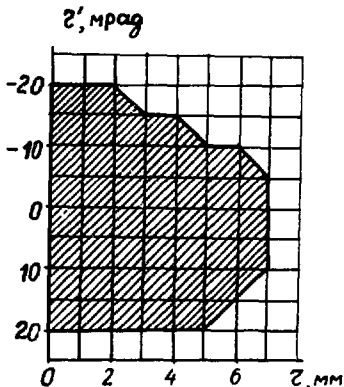


Рис. 2. Фигуры пропускной способности канала ОС в плоскости  $Y'Y''$ .

Режим работы фокусирующей системы ОС импульсный. Электромагнитные фокусирующие линзы, выполненные из шихтованной трансформаторной стали толщиной 0,35 мм, имеют съемные полюса, обмотка которых выполнена из медной шины сечением 7,5 мм<sup>2</sup>. Каждый полюс всех линз жесткофокусирующего канала ОС содержит 24 витка, апертура линз 32 мм. Витки изолированы друг от друга и корпуса линзы стеклолентой и эпоксидной смолой. Амплитуда импульса тока в линзе начальной четной трубки дрейфа в случае ускорения ионов с  $A/\gamma = 5 \sim 300$  А, мощность рассеяния при работе ускорителя с частотой посылок 10 Гц ~ 400 Вт. Каждая квадрупольная линза имеет автономный источник питания, представляющий собой генератор синусоидальных импульсов тока длительностью  $5 \cdot 10^{-6}$  с с сформированной плоской частью. Жесткофокусирующий канал основной секции ЛУМЭИ испытан в режиме ускорения двухзарядных ионов гелия и шестизарядных ионов азота ( $A/\gamma = 2$  и 2,33). Эффективность по радиальному захвату пучка на начальном этапе эксплуатации составляет около 80%.

### Л и т е р а т у р а

1. Безродный Ю. Г., Ермилова Н. И., Мелешкова Ю. В. Решение трехмерного уравнения движения заряженных частиц в произвольных электромагнитных полях с помощью ЭВМ. В кн. 9-й Всесоюзный семинар по линейным ускорителям, Харьков, 21-23 мая 1965 г. Изд-во ХФТИ АН УССР.



## INFRARED IMAGING OF THE CATHODE TEMPERATURE AT PIG ION SOURCES

H. Buttig, J. Dietrich, H. Odrich

Central Institute for Nuclear Research, Rossendorf, GDR

S. L. Bogomolov, V. B. Kutner

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna

At PIG ion sources the intensity of multicharged heavy ions increases, if the electrons emitted by the cathode oscillate near the extraction slit, because of the reduced recombination of the multicharged ions in that case /1/.

The temperature distribution on the surface of the cathode indicates the electron density distribution across the oscillation axis.

A contactless measuring method of that temperature distribution based on the application of infrared thermography /2/ is presented.

Fig.1 shows the measuring principle. In this case the anticathode is removed. A mirror (7) is placed in the lower part of the ion source in such a way that an image of the heat-radiating surface of the cathode (3) is projected onto an infrared sensitive photocathode of a vidiocon (12), which is placed outside the vacuum chamber at a distance of about 0.6 meters from the mirror. For calibration of the measuring device a thermoelement Pt-Rh-Pt (13) is mounted at the cathode.

The video analyser (Fig.2), developed in the CINR, Rossendorf, classifies the signals representing the temperature distribution and assigns colours to different gray-values of the video signal.

The actual temperature distribution is represented on a colour display.

The detector used is an infrared sensitive vidiocon (F2.5-M3UR, manufactured by VEB WF Berlin, GDR). The threshold of detectability is 530 K, by black body calibration. Concerning vacuum windows, quartz glass is to be preferred because it is highly transparent.

With the described method it is also possible to measure the temperature distribution during operation of the ion source. In this case the anode cylinder of the ion source has an opening in the mean part, so that with a mirror near the anode cylinder the cathode can be seen by the TV-camera.

Fig.3 shows a thermal image by the use of colour coding from an indirect heated cathode. Fig.4 shows the same thermal image but now by the use of isotherm-mode.

The investigations were performed at the test stands for cyclotron ion sources in the CINR, cyclotron group, and JINR, Laboratory of Nuclear Reactions.

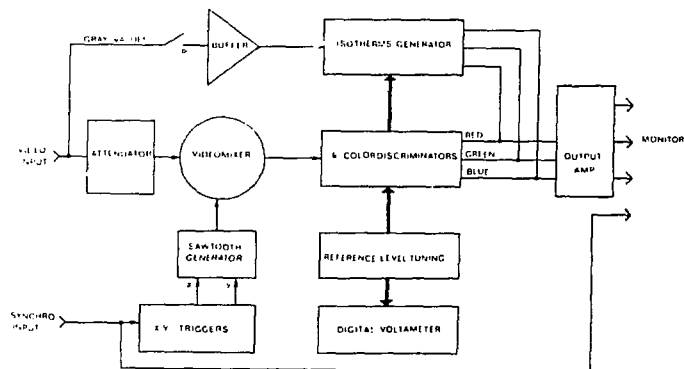
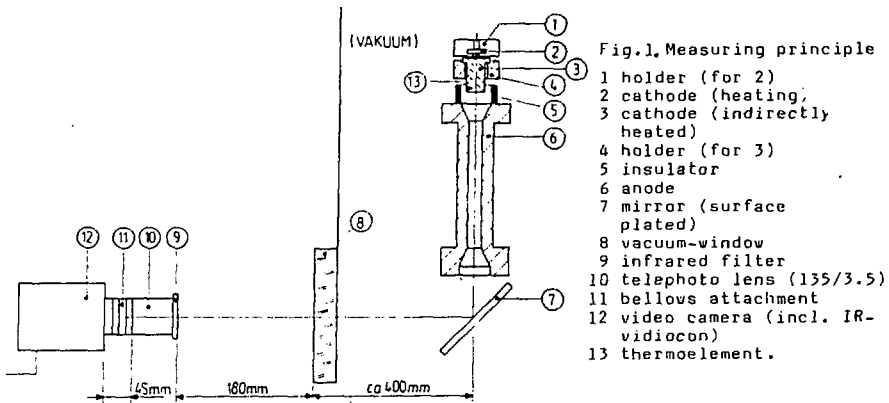


Fig. 2. Block diagram of the video analyser.

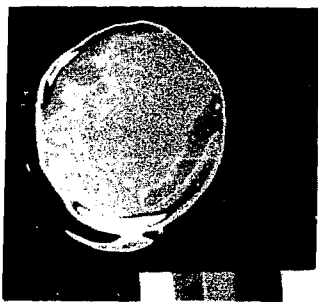


Fig. 3. Thermal image of the cathode by colour coding.

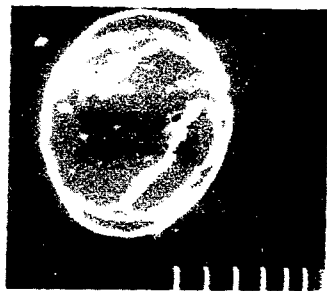


Fig. 4. The same thermal image (as in Fig. 3) by the use of isotherm-mode.

References

- /1/ Pasyuk, A.S. et al., Preprint 7-8620 Dubna (1975).
- /2/ Buttig, H., Nucl. Instr. Meth. 203 (1982) 69.

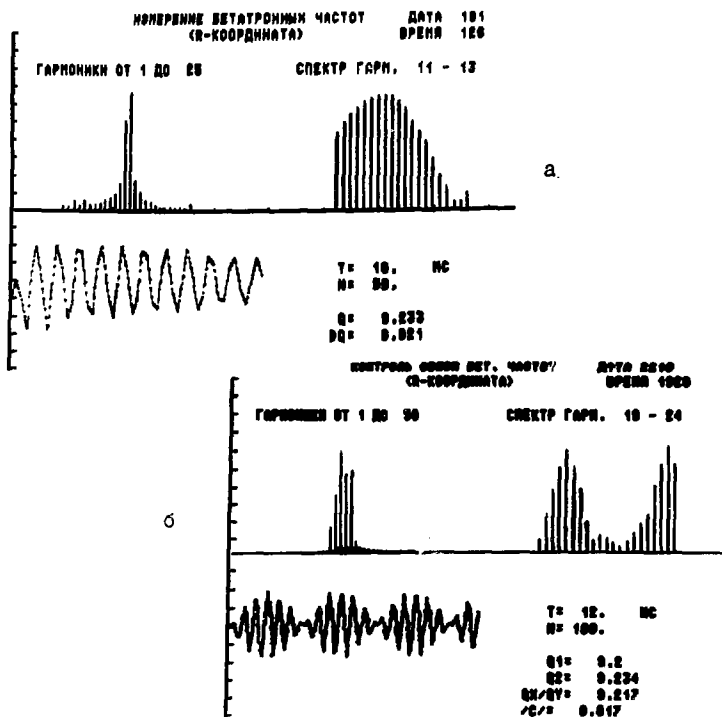


Рис. 3. Примеры представления информации на экране дисплея при измерении бетатронных частот и других параметров бетатронного движения.

#### Оптимизация режима коррекции бетатронных частот

Оптимальные функции  $\nu_x(B)$ ,  $\nu_z(B)$  бетатронных частот от нарастающего при ускорении пучка магнитного поля синхротрона известны из опыта эксплуатации ускорителя и уточняются в каждом сеансе в процессе поисковой оптимизации на максимум интенсивности ускоренного пучка. Настройка бетатронных частот под эталонные зависимости  $\nu_x(B)$ ,  $\nu_z(B)$  бывает необходима при переходе на нетиповой режим ускорения (с нестандартной формой магнитного цикла) либо после существенных изменений характеристик кольцевого магнита в результате модификаций установленного вблизи равновесной орбиты оборудования (замены вакуумной камеры, перестановки ускоряющих станций с мощными магнитными экранами, монтажа новых систем ввода/вывода пучка и т.п.). Связь бетатронных частот с регулируемыми параметрами выражается формулой

$$\nu_{x,z}(B) = \nu_{x,z}^0(B) + K_{x,z}^1 \cdot I_1(B)/B + K_{x,z}^2 \cdot I_2(B)/B + \mathcal{L}_{x,z}(B) \cdot \frac{\Delta P}{P}(B), \quad (10)$$

где  $I_1$ ,  $I_2$  - токи в цепях коррекции бетатронных частот,  $\frac{\Delta P}{P}$  - рассогласование импульса частиц и магнитного поля синхротрона,  $K_{x,z}^{1,2}$  - постоянные коэффициенты,  $\mathcal{L}_{x,z}$  - изменяющиеся по циклу ускорения коэффициенты хроматичности пучка. Для У-10 при низких и средних полях в основном магните  $\mathcal{L}_x \approx -2$ ,  $\mathcal{L}_z \approx -18$ , при максимальных полях -  $\mathcal{L}_x \approx -25$ ,  $\mathcal{L}_z \approx +20$ . Секступольная коррекция позволяет корректировать  $\mathcal{L}_x$ ,  $\mathcal{L}_z$  в пределах нескольких единиц и только при низких полях в основном магните.

## 2. Оценка результатов моделирования структуры магнитного поля

Результатом численного моделирования, так же как и измерений, является получение значений среднего магнитного поля  $B(r)$  в medianной плоскости магнита в зависимости от радиуса. Теперь необходимо провести оценку пригодности полученного поля с точки зрения конечной энергии  $E_k$ , частоты обращения ионов  $\omega$ , частот бетатронных колебаний  $\nu_r$  и  $\nu_z$  и фазового движения.

Запишем уравнение фазового сдвига за один оборот, учитывая отличие частоты обращения  $\omega$  от расчетной  $\omega_0$ :

$$\frac{d\varphi}{dN} = 2\pi h \left( \frac{\omega_0 - \omega}{\omega} \right), \quad (1)$$

где  $h$  - кратность ускорения.

Прирост энергии за оборот для двухдлантной ускоряющей системы определяется из выражения

$$\frac{dE}{dN} = 4Ze V_g \cos\varphi, \quad (2)$$

где  $Z$  - заряд ускоряемого иона,  $e$  - заряд электрона,  $V_g$  - напряжение на дуанте, кВ.

Найдем фазовый сдвиг как функцию радиуса. Для этого можно записать:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{dE}{dr} \frac{dN}{dE} \frac{d\varphi}{dN}. \quad (3)$$

Тогда с учетом выражения (2)

$$\frac{d\varphi}{dr} = 4Ze V_g \cos\varphi \frac{dN}{dE} \frac{dE}{dr}. \quad (4)$$

Известно, что полную энергию можно найти из выражения

$$\begin{aligned} (E_0 + E)^2 &= B^2(Ze)^2 r^2 c^2, \\ E &= mc^2, \\ \omega &= \frac{BZe}{M}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $E_0$  - энергия покоя частицы,  $c$  - скорость света.

Из выражения (5) можно найти прирост энергии в зависимости от радиуса

$$\frac{dE}{dr} = Ze r \omega \left( B + r \frac{dB}{dr} \right). \quad (6)$$

Из выражения (4) и (6) найдем

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{4V_g \cos\varphi}{r\omega \left( B + r \frac{dB}{dr} \right)} \frac{dE}{dr}, \quad (7)$$

а из выражений (1) и (7) найдем сдвиг фазы

$$\Delta \sin\varphi(r) = \frac{\pi^2 h}{10V_g} \left[ \mu^2 B(r) - \frac{E_0(E(r) - E_0)}{9B_0 Z e} - \int_0^r \mu B(r) dr \right], \quad (8)$$

$$\text{где } B(r) = -E_0 + \sqrt{E_0^2 + [2.997 \cdot Z \cdot V(r)]^2}; \quad \text{МэВ}, \quad (9)$$

$$f - \text{частота высокочастотного генератора, МГц,} \\ f = 2\pi\omega_0 = 15,2284 \text{ В}_0 \text{ З/А.} \quad (10)$$

Частоты бетатронных колебаний для классического циклотрона можно определить из выражений

$$V_{\pi} = \sqrt{1 - n}, \quad (11) \\ V_z = \sqrt{n},$$

где  $n$  - показатель спада магнитного поля:

$$n = \partial B(r) / \partial r \cdot r / B. \quad (12)$$

Для проверки расчетов моделируемых магнитных структур были проведены измерения существующего магнитного поля, а также полей с различным заполнением технологического зазора 3 (рис.1) металлическими дисками на шести уровнях тока возбуждения в катушках электромагнита. Результаты измерений были сравнены с расчетом (рис.2). Расчет и измерения совпали с точностью лучше 0,1 %.

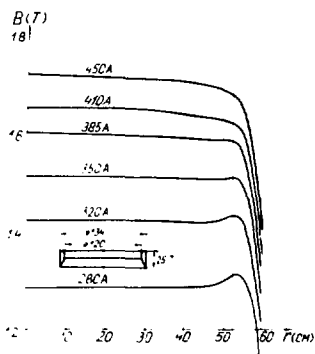


Рис.2. Распределение магнитного поля по радиусу при разных токах возбуждения электромагнита и заполнения технологического зазора.

### 3. Результаты численного моделирования новой магнитной структуры циклотрона У-120 и ускорения различных ионов

Расчет параметров пучка по средним магнитным полям, полученным в результате различных вариантов заполнения зазора 3 (рис.1) между полюсом и крышкой камеры, показал, что ограничения по фазовому движению не позволяют ускорить ионы до необходимых энергий. Для повышения уровня среднего магнитного поля на конечных радиусах на высоких индукциях необходимо увеличить диаметр полюсов. Расчеты показали, что для этого нужно увеличить диаметр полюсов до 134 см. Были изготовлены и установлены на магнит циклотрона 2 кольца (рис.3).

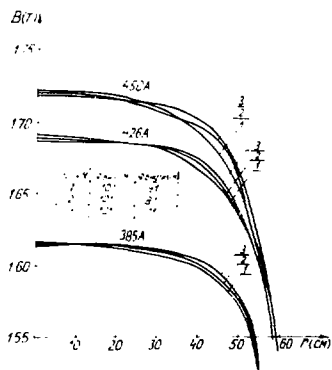


Рис.3. Распределение магнитного поля по радиусу при разных токах возбуждения электромагнита с дополнительными кольцами на нем.

На рис.3 показано распределение среднего магнитного поля с дополнительными кольцами для различных уровней тока возбуждения в катушке электромагнита. Результаты расчетов по фазовому движению показали, что на циклотроне У-120 с дополнительными кольцами можно ускорять до энергии  $\sim 12$  МэВ тяжелые ионы ( $C^{12}$ ,  $Fe$ ,  $Ni$ ) на максимальных токах возбуждения электромагнита 450 А,  $B_0 \approx 1,72$  Т на 5 гармонике ускоряющего ВЧ-напряжения. При токе в обмотке магнита 385 А,  $B_0 \approx 1,6$  Т остается возможным ускорение легких ионов и двузарядного углерода  $C_{12}^{+2}$  на 3 гармонике, что было экспериментально проверено. Ускоренные дейтроны были доведены до радиуса вывода при токе до 1 мкА. Ограничения по току определялись недостаточным высоким значением напряжения на дуантах 55 кВ из-за несогласования частоты резонансной системы с частотой обращения частиц, что будет устранено после реконструкции закорачивающей пластины. Недостаточное разделение орбит и напряжение на дефлекторе не позволили осуществить вывод пучка из ускорительной камеры. В режиме ускорения ионов углерода выведенный ток достигал 1 мкА и был проведен на мишени экспериментальных установок. Энергия ионов была определена в 11,5 МэВ, что на 2 МэВ оказалось выше, чем при ускорении  $C_{12}^{+2}$  до реконструкции магнитной системы.

Результаты данной работы показали высокую эффективность математического моделирования при проведении реконструкции таких сложных установок, как ускорители. Проведенные магнитные измерения с установленными на полюсах дополнительными кольцами подтвердили результаты математического моделирования. Ускорение дейтронов до 16 МэВ и  $C_{12}^{+2}$  до 11,5 МэВ показало, что поставленная задача выполнена.

#### Л и т е р а т у р а

1. J.M.Salmon. Poisson Group Program. CERN MSC-M-13, 1975.

## ПОЛУЧЕНИЕ ПУЧКА РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР Be НА ЦИКЛОТРОНЕ ИАЭ

В.В.Буранов, Н.И.Веников, А.М.Добychин, С.Б.Сакута, В.Н.Унежев

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

В последнее время проявляется огромный интерес к получению и использованию пучков радиоактивных ядер, в частности, пучок ядер  ${}^7\text{Be}$  с достаточно малым энергетическим разбросом ( $\Delta E \sim 1 \pm 2$  МэВ), с энергией несколько десятков МэВ и интенсивностью  $\sim 10^6 - 10^7 \text{ с}^{-1}$  может найти ряд интересных применений, поскольку при таких условиях слой имплантированных ядер  ${}^7\text{Be}$  в материалах является источником монохроматического гамма-излучения ( $E_\gamma = 473$  кэВ) в течение длительного времени (период полураспада  ${}^7\text{Be}$   $T_{1/2} \approx 53$  дня). Имплантация в тонкий слой ядер  ${}^7\text{Be}$  может быть использована, например, для исследования износа или коррозии ответственных деталей в машиностроении, при изучении диффузии ядер в веществе.

Пучок ядер с вышеприведенными параметрами без существенных примесей других ядер может быть получен с помощью циклотрона при выполнении следующих условий:

1) циклотрон должен обеспечить внешние пучки ионов  ${}^7\text{Li}$  с регулируемой их энергией с токами несколько мкА, чтобы для получения ядер  ${}^7\text{Be}$  использовать реакцию  $n({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})n$ , имеющую большое ( $\approx 300$  мб) сечение в интервале энергий от 15 до 40 МэВ, затем монотонно уменьшающееся с энергией. Регулирование энергии ионов необходимо, чтобы имплантировать эти ядра на заранее выбранную глубину. Ядра  ${}^7\text{Be}$  в этой реакции в диапазоне энергий  ${}^7\text{Li} = 20 \pm 30$  МэВ образуются в основном ( $\sim 35\%$ ) и возбужденном состоянии, и их кинетическая энергия под  $0^\circ$  к направлению первичного пучка отличается менее чем на 1 МэВ, так что энергетический спектр ядер  ${}^7\text{Be}$  будет определяться энергетическим разбросом пучка  ${}^7\text{Li}$  и толщиной мишени. Ядра  ${}^7\text{Be}$  в этой реакции в основном выделяет под малыми углами к первичному пучку;

2) для формирования пучка ядер  ${}^7\text{Be}$  на вторичную мишень с достаточно малыми размерами и для очистки его от других ядер, вылетающих из первичной мишени (в том числе и от первичного пучка), необходимо соответствующее устройство. В Лоуренсовской (Беркли) национальной лаборатории (ЛБНЛ), например, используется секстиплет квадруполь /1/ с электростатическим дефлектором, с помощью которого осуществляется очистка пучка  ${}^7\text{Be}$  от первичного рассеянного пучка  ${}^7\text{Li}$ . Недостатком такой системы является необходимость установки экрана первичного пучка после мишени, исключая область углов около  $0^\circ$ ;

3) необходимо создание термостойких мишеней с высокой концентрацией водорода. В ЛБНЛ /1/, например, в качестве мишени используется полипропиленовая пленка толщиной  $1 \text{ мг/см}^2$  ( $1 \cdot 10^{20}$  атомов водорода на  $\text{см}^2$ ), покрытая слоем меди толщиной 1000 Å. Однако время жизни такой мишени мало.

### Техника экспериментов

На циклотроне ИАЭ им.И.В.Курчатова проводятся работы для выполнения всех трех условий получения интенсивного пучка  ${}^7\text{Be}$ :

1) Получены /2/ внешние пучки ионов  ${}^7\text{Li}^{+2}$  с регулируемой энергией до 30 МэВ с током 12 мкА и ионов  ${}^7\text{Li}^{+3}$  с энергией от 30 до 82 МэВ с током 2 мкА.

2) Для сепарации пучка ядер  ${}^7\text{Be}$  и его очистки от других ядер используется разработанный в 1982 г. /3/ установка МАЭУ, рис. 1. Магнитооптическая система этой установки представляет собой симметричный ахромат, где две пары квадрупольных магнитов используются для пространственной фокусировки. Анализ по импульсам выполняется дипольным магнитом с однородным магнитным полем и одной изогнутой на угол  $54^\circ$  иголкой - для усиления вертикальной фокусировки. Траектории частиц с разными импульсами симметризируются квадрупольными синглетом и сходятся на иппени с помощью собирающего дипольного магнита, зеркально-симметричного анализирующему.

Основные параметры установки МАЭУ:

магнитная жесткость -  $1,4 \text{ Тм}$ .

угловой угол -  $1 \text{ м.ср}$

дисперсия в центре МАЭУ -  $2,3 \text{ мм/ГэВ}$

максимальный диапазон

селектируемых энергий -  $16^3 E_0$

Установка осу ествляет фокусировку ахроматического ( $\Delta p/p = 16^3$ ) пучка в пятно диаметром 18 мм. Для очистки пучка  ${}^7\text{Be}$  как от первичного  ${}^7\text{Li}$ , так и от других вторичных ядер, имеющих то же квантовое состояние, используется детрапер, представляющий собой алюминиевую дощку определенной толщины, расположенную в центре МАЭУ, при прохождении которой вследствие различия  $\frac{d^2x}{dx^2}$  разных ядер их импульсы меняются по-разному и из-за дисперсии собирающего магнита происходит их пространственное разделение на вторичной иппени ( $\Delta E = 10^3$  детекторе) МАЭУ.

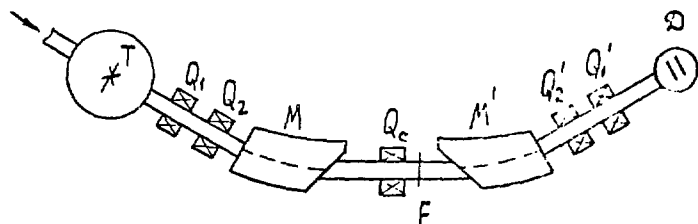


Рис. 1. Схема установки МАЭУ. T - источник,  $Q_1, Q_2, Q_2', Q_1'$  - дощеты квадрупольных магнитов,  $Q_c$  - элемент собирающего магнита,  $M, M'$  - собирающий магнит, M - дипольный магнит, F - детрапер для очистки пучка, II - вторичная иппени (или детектор).

4) Разработан лазерный источник с регулируемой длиной волны в диапазоне  $0,1-10^3 \text{ нм}$  атомов водорода на  $1 \text{ м.ср}$ . Механический контур лазера выполнен в виде циркуляции водорода через объем иппени по существующему контуру. Иппени и выходное окно иппени выполнены из сплава "Лавин" толщиной  $1 \text{ мм}$ , диаметром  $1 \text{ мм}$ .

Для измерения раиределения квантированных итер  ${}^7\text{Be}$  не удалось полностью избежать облучение пучком этих ядер насора толщиной  $(0,5 \text{ мм})$  алюминиевыми электродными элементами в конце МАЭУ, в последующем облучение квантированными итер сфокусированными в каждую дощету иппени  ${}^7\text{Be}$  на галлий-сцинтилляторе.



### Результаты экспериментов

Максимальный ток  ${}^7\text{Li}^{2+}$  с энергией 30 МэВ, который выдерживала газовая водородная мишень без образования уточки водорода при давлении  $3 \cdot 10^{-4}$  Па, пока составлял менее 1 мА, что обеспечивало максимальный пучок ядер  ${}^7\text{Be}$  на вторичной мишени МСЦ  $5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ . Т.к. ток  ${}^7\text{Li}^{2+}$  на этой мишени может быть получен в несколько раз больший, то проводится усовершенствование конструкции мишени, в результате чего мы надеемся получить  $10^7$  ядер  ${}^7\text{Be}$  в секунду. При более высокой энергии  ${}^7\text{Li}$ -мишень должна выдерживать больший ток из-за уменьшения с ростом энергии, однако такие испытания не проводились.

Результаты измерения радиоактивности имплантированных ядер  ${}^7\text{Be}$  при двух энергиях пучка  ${}^7\text{Li}$  (30 и 30 МэВ) показаны на рис. 2, откуда видно концентрирование радиоактивности в тонком слое, создаваемом внутри вещества в результате энергии ядер, что с успехом может быть использовано в различных научных и прикладных исследованиях.

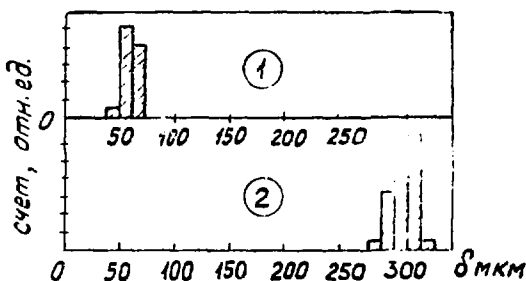


Рис. 2. Истощенные измеренной радиоактивности ядер  ${}^7\text{Be}$ , имплантированных в алюминийные фольги, установленные во второй фокальной плоскости МСЦ. Пучок образует в водородной мишени при энергии пучка  ${}^7\text{Li}$  30 МэВ (1) и 30 МэВ (2).

И. П. ДУДИН И ДР.

Sale K.E., Bauer R.W., Boyd R.N. and Mathews G.J. Nucl. Instr. and Meth., B24/25 (1987), 490.

Venikov N.I., Unezhev V.H. and Yudin L.I. Proc. 11th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Ionica, Tokyo (1987), 84.

Дудин Л.И., Сидоров А.И., Фролов В.И. и др. Радиоактивные метки для био-химических исследований. Издательство ИГиЛ АН УССР, Киев, 1987, 112 с.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ $H^-$ НА ЦИКЛОТРОНЕ ИАЭ

С.Ю.Бастриков, Н.И.Веников, А.Я.Письман, В.Е.Ярош  
Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

В настоящее время в ИАЭ ведутся исследовательские и проектные работы по созданию ускорителя (изохронного циклотрона) для позитронно-эмиссионной томографии, который бы производил протоны с энергией 10 МэВ и током выведенного пучка 50 мкА. Как известно [1], ускорение отрицательных ионов водорода  $H^-$  дает существенное преимущество по сравнению с протонами, а именно: простая и высокоэффективная система вывода пучка (коэффициент вывода  $\approx 100\%$ ), поэтому предполагается в проектируемом циклотроне осуществить ускорение ионов  $H^-$  и выводить пучок методом перезарядки на тонком стриппере.

Трудности при ускорении ионов  $H^-$  связаны:

- 1) с созданием высокоинтенсивного внутреннего источника  $H^-$  с относительно небольшим газонатеканием ( $\sim 3-4 \frac{\text{см}^3 \cdot \text{атм}}{\text{мин}}$ );
- 2) с получением высокого вакуума в камере циклотрона для минимизации потерь  $H^-$  при ускорении из-за перезарядки на остаточном газе.

Для проведения экспериментов по определению интенсивности пучка ионов  $H^-$ , которые можно получить и ускорить в циклотроне, был использован полутораметровый изохронный циклотрон ИАЭ [2]. Для получения ионов применялся модифицированный (с дополнительной герметизацией) дуговой источник с вытягивающей целью в разрядной камере  $6 \times 1 \text{ мм}^2$ . Методика эксперимента соответствовала, в основном, приведенной в [3]. Сначала циклотрон был настроен на ускорение протонов до энергии 15 МэВ на частоте  $f_{\text{ак}} = 12,55 \text{ МГц}$ . При этом амплитуда напряжения между дуантами составляла величину  $U_{\text{max}} = 75 \text{ кВ}$  (по условиям прохождения щелевых диафрагм на дуантах в центральной области). После чего был проведен полный реверс магнитного поля, включал концентрические корректирующие и гармонические обмотки. Интенсивность полученных ионов  $H^-$ , как и следовало ожидать, в сильной степени зависела от режима разряда источника и давления в вакуумной камере циклотрона.

Максимальный ток  $H^-$  из источника ( $\sim 100 \text{ мкА}$  - в центре, после первого оборота) был получен при токе разряда  $\approx 5 \text{ А}$ , напряжении разряда  $\approx 150 \text{ В}$ , натекании водорода в источник  $\approx 12 \frac{\text{см}^3 \cdot \text{атм}}{\text{мин}}$ .

При уменьшении газонатекания интенсивность пучка  $H^-$  в центре уменьшалась примерно в прямой пропорции.

Для определения потерь пучка из-за перезарядки на молекулах остаточного газа с помощью пробника, размещенного внутри дуанта, была измерена зависимость интенсивности пучка  $H^-$  от радиуса при разных натеканиях газа в источник (соответственно, при разных давлениях в вакуумной камере).

Полученные результаты приведены на рисунке. Сплошной линией показаны расчетные зависимости, найденные по формуле [4]:

$$1 - \frac{\Delta N}{N} = 1 - \exp\left(-10^{27} \int_0^t p \beta v dt\right), \quad (1)$$

- где  $\frac{\Delta N}{N}$  - доля потерянных в результате перезарядки ионов  $H^-$ ;  
 $p$  - давление в вакуумной камере, Торр;  
 $\beta$  - приведенная скорость;  
 $t$  - время ускорения, с;

$\sigma = \sigma_{N_2} + \sigma_{H_2}$  - сумма сечений одноэлектронных потерь ионами  $H^+$  на молекулах азота и водорода,  $\frac{см^2}{МОЛ} / 5/$ .

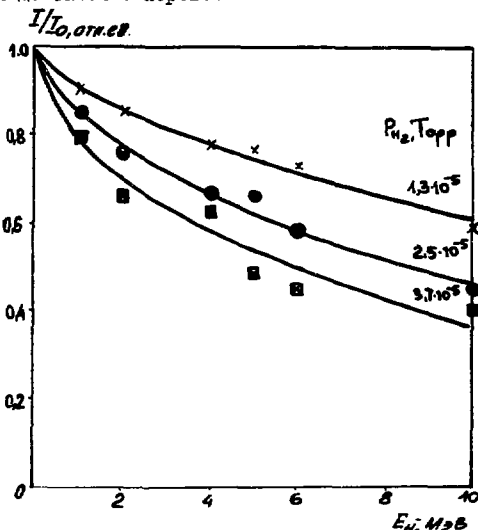
Расчетные кривые соответствуют давлению остаточного газа  $P_{ост} \approx 2 \cdot 10^{-6}$  Торр в предположении, что оно определяется, в основном, наличием молекулярного азота.

Давление в вакуумной камере  $P$  при натекании рабочего газа (водорода) в источник определялось как

$$P = P_{ост} + P_{H_2}; \quad \left( P_{H_2} = \frac{P_{в.ак.} - P_{ост.}}{0,45} \right), \quad (2)$$

где  $P_{ост.}$  и  $P_{в.ак.}$  - показания ионизационного вакуумметра (Торр) без натекания и с натеканием газа в источник соответственно /6/. Совпадение эксперимента и теории достаточно хорошее.

Зависимость приведенной интенсивности  $I/I_0$  (где  $I_0$  - интенсивность в центре циклотрона) ионов  $H^+$  от их энергии при разных давлениях в вакуумной камере циклотрона ИАЭ (x - эксперимент, сплошные линии - расчет).



На основе полученных результатов из выражения (1) было рассчитано давление в вакуумной камере проектируемого циклотрона. Расчеты показали, что при давлении остаточного газа в ускорительной камере  $P_{ост} \approx 2 \cdot 10^{-6}$  Торр и давлении рабочего газа  $P_{H_2} \approx 10^{-5}$  Торр потери ионов  $H^+$  при ускорении до 10 МэВ составляют 20%, что допустимо. Обеспечение таких парциальных давлений будет связано с созданием высокоэффективной системы вакуумной откачки и источника ионов  $H^+$  с малым газонатеканьем.

#### Л и т е р а т у р а

1. Burgeron J.J. Nucl. Instr. and Meth., 10-11 (1965), 951 - 956.
2. Веников И.И., Волкович А.Г., Гулин А.И. и др. Изохронный циклотрон. Препринт ИАЭ-3342, Москва, 1976.
3. Веников И.И. Ускорение отрицательных ионов в циклотроне ИАЭ. Препринт ИАЭ-336, Москва, 1963.
4. Веников И.И., Дмитриев И.С., Яром В.В. Терезарядка полуприемных ионов при их ускорении в циклотроне. Препринт ИАЭ-3314, Москва, 1973.
5. Barnett C.F., Ray J.A., Ricci E. et al. Atomic Data for Controlled Fusion Research, ORNL-5206 (Vol. 1), 1977.
6. Под.ред. Фролова Е.С., Миндичева Т.Е. Вакуумная техника. М. Машиностроение, 1935.

**УСКОРЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ  
И  
МОЩНАЯ РАДИОТЕХНИКА**

**Председатель: С.К.Есин**

**Секретарь: Ю.И.Алексахин**

**Сессия 4**

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТАНЦИИ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА У-70 НА ЧАСТОТУ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ УНЧ

О.В.Буянов, Г.Г.Гуров, И.М.Жуков, В.В.Каталев, Л.А.Ким, В.В.Комаров, В.Г.Кудрявцев, С.А.Кузнецов, О.П.Лебедев, А.Ю.Маловицкий, А.А.Матюшин, В.В.Минин, В.И.Момот, В.В.Поляков, О.В.Стржков, И.И.Сулыгин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Л.Л.Балалькин, Г.И.Сидоров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описание станции перегруппировки пучка протонного синхротрона У-70 (СПП) на частоту ускоряющего поля  $U_{\text{пч}}$  приводилось в  $\sqrt{I} \cdot \sqrt{t}$ . В данном докладе сообщается об изменениях и дополнениях в оборудовании станции, дается описание и результаты проведенных к настоящему времени опытов по перезахвату пучка.

В быстром выключателе демпфера основного колебания, предназначенного для сдвигания резонансов СПП на время ускорения пучка в У-70, вначале использовались герконы. Такой выключатель полностью расшунтирует резонаторы за время 3 мс, что, как оказалось, недостаточно. В специально проведенном опыте момент включения ВЧ-напряжения на резонаторы СПП задерживался относительно момента их расшунтирования. обнаружено, что при интенсивности  $1,6 \cdot 10^{12}$  прот/ликм коэффициент захвата падает начиная с величины указанной задержки  $\Delta t = 3$  мс. При  $\Delta t = 10$  мс он меньше на 11 %, а при  $\Delta t = 20$  мс - на 70 %. Поэтому в дальнейшем в выключателе применены 24 р-п диода типа 1А037А. Такой выключатель позволяет быстро расшунтировать резонатор и уже через 0,1 мс подавать в него ВЧ-мощность. Однако из-за малой радиационной стойкости диодов их требуется заменять примерно через 2-3 т.ч. часов работы. Для электрической защиты диодов демпфер снабжен быстродействующей блокировкой по току в них, предотвращающей подачу в резонаторы ВЧ-мощности от генератора при стрельках или в момент их переключения.

Электронно-механическая система автоподстройки частоты резонаторов (АПЧ) устраняет медленные ее уход за счет температурных изменений, а также позволяет следить за частотой задающего генератора при ее изменениях в пределах  $\pm 10$  кГц в процессе экспериментов с точностью  $\pm 200$  Гц. исполнительным устройством системы АПЧ является механически перемещаемый плунжер. Для устранения влияния на пучок возможных шумовых колебаний фазы напряжения в резонаторах, возникающих при перемещении плунжера, а также для получения необходимой технологической расстройки резонаторов относительно частоты пучка с учетом их подгрузки пучком подстройка осуществляется во время вспомогательной ВЧ-паузы.

Эксперименты велись с использованием в качестве задающего генератора стандартных сигналов типа Г4-107, который для повышения стабильности был снабжен схемой цифровой автоподстройки частоты. от использования синтезатора Чо-31 пришлось отказаться по причине его неудовлетворительной спектральной чистоты.

Для формирования нужного закона управления амплитудой ускоряющего ВЧ-напряжения использовался генератор функции с ручным управлением, позволяющий формировать кусочно-ломаную кривую с числом участков до 100 и длительностью от 0,1 до 100 мс. отслеживание заданного закона управления амплитудой ускоряющего напряжения осуществляется системой стрелчатальной обратной связи по

огнивающей суммарного ВЧ-напряжения с резонаторов. Полоса пропускания системы - около 5 кГц, коэффициент обратной связи примерно равен 10.

СИПТ охвачена обратной связью по пучку, которая включает в себя контур фазовой стабилизации и контур частотной стабилизации пучка. Полоса пропускания системы ограничена ускоряющими резонаторами, полочный коэффициент подавления возмущений вблизи синхротронной частоты примерно равен 0. При выключении системы УС по пучку коэффициент захвата уменьшается на 30±5%. Это связано со сдвигом фазы в мощных усилителях при нарастании напряжения (примерно на 20°), а также с дрейфом частоты из сепаратрисы под действием различных возмущений. Оптимальным с точки зрения коэффициента захвата является включение системы УС по пучку одновременно с ВЧ-напряжением.

ВЧ-сигналы с измерительных петель в резонаторах и фидерных линиях, используемые для контроля и управления, детектируются в кольцевом зале, затем для устранения наводок преобразуются в симметричные и передаются в зал управления СИПТ (на 100 м) по скрученным телефонным парам. Синхронизация работы станки с ускорительным циклом У-70 осуществляется 32-канальным таймером.

Для уменьшения импульсного разброса в пучке, который в У-70 составляет около  $\pm 1 \cdot 10^{-5}$ , до требуемой по проекту УИЛ величины  $\pm 3,5 \cdot 10^{-4}$  используется следующая "ВЧ-гимнастика" пучка: на плато магнитного поля ускоряющее ВЧ-напряжение У-70 выключается на 4-7 мс, в течение которых сгустки за счет разности частот обращения частиц в них вытягиваются в наклонные эллипсы на фазовой плоскости. Затем ВЧ-напряжение снова включается в той же фазе на время 0,4 - 0,7 мс, в течение которых эллипсы доворачиваются до горизонтальной оси. После этого ВЧ-напряжение выключается полностью и начинается перезахват пучка. В результате удается заметно уменьшить исходный импульсный разброс, что повышает эффективность перезахвата.

Для определения коэффициента захвата использовалась следующая процедура. После перезахвата магнитное поле У-70 за 200-300 мс поднимается на ~0,01 Тл. Это обеспечивает разделение по радиусу захваченных и незахваченных частиц примерно на 2 см (см. рис. 1), что облегчает наведение и сброс последних на перезахватчик системы локализации потерь [9]. На рис. 2 показаны сигналы с индукционного измерителя интенсивности и с датчика тона пучка, настроенного на частоту 200 МГц. Коэффициент захвата определяется как отношение интенсивности пучка после сброса незахваченных частиц к интенсивности до перезахвата.

Численные расчеты и эксперименты показали, что оптимальным является режим, когда ускоряющее напряжение на резонаторах СИПТ амплитудой 100-150 кВ включается скачком, а затем поднимается до проектной величины 400-500 кВ за время 2-3 мс, т.е. за 1,0-4 периода фазовых колебаний. При этом расчет дает коэффициент захвата, близкий к 100%. В экспериментах при малой интенсивности ( $\sim 1 \cdot 10^{12}$  прот./пуч.) получено 90-95%, причем примерно 5% потеря приходится на уменьшение площади сепаратрисы при сбросе незахваченных частиц. Быстрый подъем напряжения ослабляет влияние УСЧ-неустойчивости пучка, возникающей из-за его взаимодействия с импедансом гофрированной вакуумной камеры [10].

Некоторые экспериментальные результаты по перезахвату приведены в табл. 5, из которой видно, что эффективность захвата падает при увеличении средней интенсивности пучка. Это объясняется, в основном, увеличением импульсного разброса пучка У-70 по мере увеличения его интенсивности из-за эффектов объемного заряда на критической энергии и при разгруппировке пучка. Приведенные в таблице величины технологической расстройки резонаторов ( $\Delta f$ ) согласуются с расчетными величинами для соответствующих интенсивностей. Стрелки 2 и 3 иллюстрируют эффективность "ВЧ-гимнастики".

Таблица результатов перезахвата

№ строк	Интенсивность пучка, прот./цикл	Число сгустков и их интенсивность	Козф. захвата	Другие условия
1	$1 \cdot 10^{12}$	$10 \times 1 \cdot 10^{11}$	0,96	
2	$1,8 \cdot 10^{12}$	$8 \times 2,2 \cdot 10^{11}$	0,88	
3	$1,8 \cdot 10^{12}$	$8 \times 2,2 \cdot 10^{11}$	0,67	без "ВЧ-гимнастики"
4	$6,5 \cdot 10^{12}$	$29 \times 2,2 \cdot 10^{11}$	0,79	$\Delta f = -10$ кГц
5	$3,1 \cdot 10^{12}$	$8 \times 4,6 \cdot 10^{11}$	0,82	$\Delta f = -4$ кГц
6	$1,1 \cdot 10^{13}$	$29 \times 4,6 \cdot 10^{11}$	0,65	$\Delta f = -16$ кГц

Работы по совершенствованию аппаратуры, отработке и исследованию режимов перезахвата будут продолжены.

Авторы благодарны К.П.Мызникову за постоянное внимание и поддержку работы, К.С.Герцеву, М.С.Михееву, Л.И.Копылову, Н.А.Игнашину, В.И.Серебрякову, А.А.Берсеневу, А.А.Логинову, Е.И.Дельнову, а также сотрудникам службы оперативного управления ускорителем за помощь в проведении экспериментов.

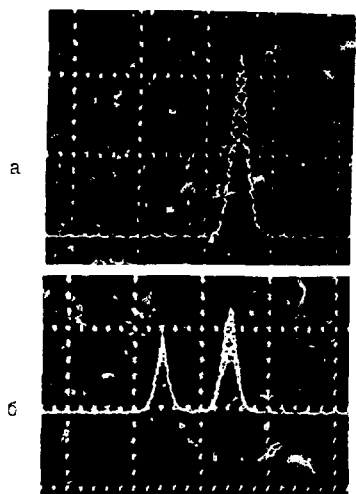


Рис.1. Профиль пучка: а) до перезахвата, б) после подъема поля на 0,300 Тл. Масштаб по горизонтальной оси 10 мм/дел.

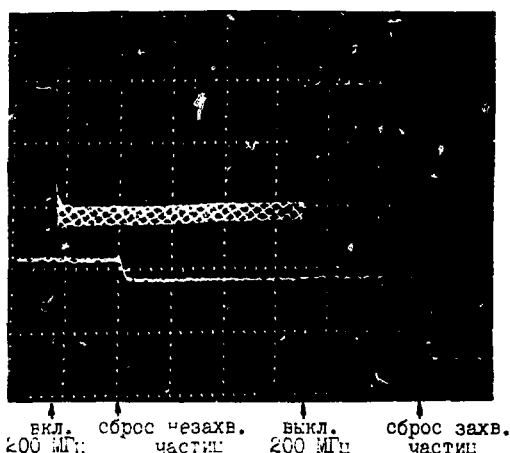


Рис.2. Сигнал с датчика тока пучка - верхний луч; сигнал с индукционного измерителя интенсивности - нижний луч, масштаб по вертикали  $1 \cdot 10^{-2}$  прот./цикл на деление, по горизонтали - 200 мкс/дел.

#### Литература

1. Васильев В.А. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. СМДп, Дубна, 1986, т.1, с.384.
2. Вутряков Э.Н. и др. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. СМДп, д9-87-105, Дубна, 1987, т.1, с.193.
3. А.А.Асеев и др. Препринт ИФВЭ СО-104, Серпухов, 1980.
4. Г.Г.Гуров. Препринт ИФВЭ СО-109, Серпухов, 1980.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА СИСТЕМЫ КОММУТАЦИИ КАНАЛОВ ВЧ-СТАНЦИИ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА У-70

Н.И.Балалыкин, С.А.Корнев, С.В.Костюченко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В составе ВЧ-станции перегруппировки пучка (СПП) протонного синхротрона ИФЭ У-70 необходимой частью является система коммутации каналов, предназначенная для последовательного включения двух ВЧ-генераторов, питающих ускоряющую структуру <sup>/1/</sup>.

В докладе рассматривается схема макета системы коммутации и приводятся первые результаты его экспериментального исследования.

Исходя из того, что оба ВЧ-генератора работают на частоте  $f = 200$  МГц, схема системы коммутации должна соответствовать схеме антенного переключателя радиолокационных станций метрового диапазона <sup>/2/</sup>. Анализ таких схем показал, что наиболее подходящей для СПП является схема с проходным разрядником в цепи мощного импульсного канала ( $P \approx 2$  МВт) и блокирующим разрядником в цепи квазинепрерывного канала ( $P \approx 100$  кВт).

На рис.1 приведена структурная схема макета системы коммутации каналов СПП. Согласно диаграмме изменения эффективного ускоряющего напряжения на ускоряющей системе (УС), обеспечивающего заданный режим перегруппировки, вначале ВЧ-напряжение в течение 0,2+0,3 с от Г1 поступает на УС, а затем от Г2 в течение  $\sim 150$  мкс. Так как проходной разрядник Р2 настроен на срабатывание при  $P > 100$  кВт, то вся ВЧ-мощность от Г1 передается в УС, а после окончания квазинепрерывного режима (0,2+0,3 с) автоматически снимается питание с Г1. При этом синхронно с окончанием работы Г1 поступает импульс запуска разрядника Р1 от генератора зажигания разряда. При срабатывании проходного разрядника Р2 (когда происходит включение генератора Г2) при наличии первичного инициирующего разряда в основном промежутке между электродами коаксиальной линии формируется основной разряд.

В этом случае ВЧ-мощность от Г2 поступает в УС, а в цепь генератора Г1 почти не проходит, т.к. входное сопротивление генератора Г1 в точках "а", "б" стремится к бесконечности, что, в свою очередь, эквивалентно отключению ветви Г1 от точек "а", "б".

Экспериментальная проверка этой схемы проводилась на макете системы коммутации, блок-схема которого представлена на рис.2. В коаксиальной линии размещался проходной разрядник Р2, а в тройнике-закорачивающий разрядник Р1 тригatronного типа. Выход коаксиальной линии подключался к согласованной нагрузке ( $R = 75 \text{ Ом} = R_n$ ). Вместо генератора Г1 (рис.1) также установлена согласованная нагрузка ( $R = 75 \text{ Ом} = R_n$ ). Для измерения ВЧ-сигналов в нагрузках содержатся делители напряжения, сигналы с которых подаются на широкополосный осциллограф. Для внешнего запуска закорачивающего разрядника Р1 использовался ВЧ-сигнал с трансформаторного датчика (ГД), который позволял осуществлять включение генератора высоковольтных импульсов (ГВИ). ГВИ собран по схеме полного разряда конденсатора С на сопротивление  $R$ , в котором содержится шесть параллельных разрядных каналов. Коаксиальная линия с волновым сопротивлением  $R = 75 \text{ Ом}$  была выполнена из медных труб. Проходной разрядник, работающий на самопробое, схематично показан на рис.3а, а блокирующий разрядник - на рис.3б.



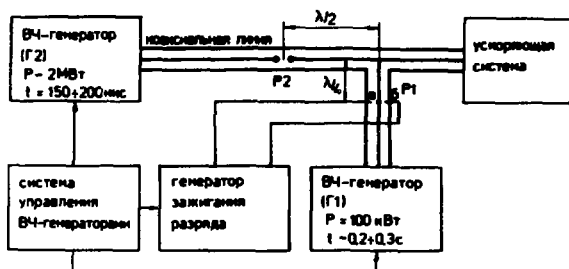


Рис. 1

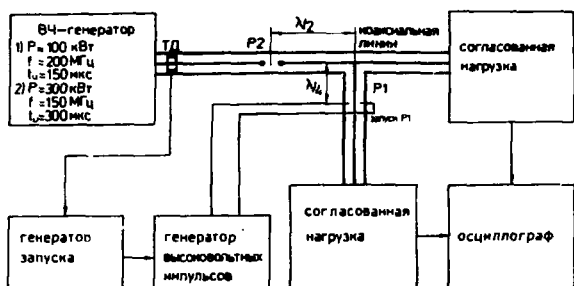


Рис. 2

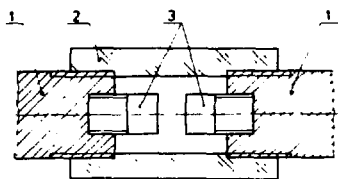


Рис. 3а. Конструкция проходного разрядника: 1 - электроды коаксиальной линии; 2 - корпус (диэлектрик); 3 - основные электроды (углепластик).

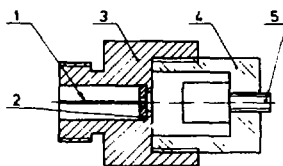


Рис. 3б. Конструкция закорачивающего разрядника: 1 - поддвигающий электрод; 2 - диэлектрическая вставка; 3 - корпус; 4 - диэлектрический переход; 5 - основной электрод.

Проходной разрядник состоит из двух электродов из углеродно-волоконистого материала и диэлектрического корпуса. Исходя из того, что для разрядника был выбран в качестве рабочей газовой среды воздух, для него условие пробоя имеет вид <sup>/3/</sup>

$$E > E_{\text{пор}} \approx 10 \rho \quad [ \text{В/мм} ], \quad (1)$$

где  $E$  - средняя напряженность электрического поля между электродами разрядника;

$E_{\text{пор}}$  - пороговая напряженность электрического поля, при которой формируется электрический разряд в газе;

$p$  - рабочее давление остаточного газа в разряднике [мм рт.ст.].

При  $p = 760$  мм рт.ст. из (1) получаем  $E_{\text{пор}} = 7,6$  кВ/мм. Следовательно, при  $P \approx 300$  кВт ( $U = \sqrt{P \cdot R} = \sqrt{3 \cdot 10^3 \cdot 75} = 4,7$  кВ) и  $P \approx 100$  кВт ( $U = \sqrt{P \cdot R} = \sqrt{10^3 \cdot 75} = 2,7$  кВ) величина межэлектродного зазора составляет  $\approx 0,6$  мм и  $\approx 0,38$  мм. При  $P \sim 100$  кВт величина зазора при его пробое составляла  $\sim 0,3$  мм.

Эксперименты на макете системы коммутации показали, что наиболее перспективным материалом электродов является углепластик. При использовании латуни в качестве материала электродов наблюдается малый ресурс  $N_0 \sim 10^2$  срабатываний из-за интенсивной эрозии, приводящей к увеличению временной нестабильности включения (пробоя) разрядника. Термостойкость углепластика (углеродных волокон и микрофибрил) приводит к уменьшению его распыления, а следовательно, к увеличению ресурса его работы. Эксперименты показали, что при  $N_0 > 10^5$  включений не происходит ограничения его ресурса. Имеются предпосылки, что этот материал способен выдержать  $N_0 \approx 10^7$  включений. Время включения проходного разрядника составляет  $\sim 1$  мкс, а  $\Delta T \sim 500$  нс. Потери ВЧ-мощности на этом разряднике составляют  $0,5+1\%$ . В настоящее время ведутся работы по снижению значений последних двух характеристик путем увеличения проводимости разрядного канала.

В качестве закорачивающего разрядника выбран разрядник тригatronного типа с основным электродом из углепластика, что приводит к стабильной его работе. Эксперименты при запитке макета от ВЧ-генератора мощностью 100 кВт показали, что при одном закорачивающем разряднике ( $n = 1$ ) коэффициент просачивающейся мощности в канал квазинепрерывного режима составляет  $\sim 10\%$ , а при  $n = 2$  этот коэффициент снижается до  $4\%$ . Проводятся работы по уменьшению коэффициента путем увеличения  $n$ .

#### Выводы

1. Предложена и экспериментально исследована при импульсной мощности 100+300 кВт схема системы коммутации каналов СПП.
2. Выбраны типы разрядников и экспериментально исследованы и получены их характеристики.
3. Эксперименты показали пригодность предложенной схемы системы коммутации каналов СПП.

Авторы выражают глубокую благодарность коллегам Кузнецову А.Б., Попову В.С. за помощь в работе и полезные обсуждения.

#### Литература

1. Кузнецов А.Б. и др. Сообщение СМН РЗ-83-836, Дубна, 1983.
2. Педак А.М. и др. Справочник по основам радиолокационной техники. М., Воениздат, 1967.
3. Ведынов А.А. Задачник по физике плазмы. М., Атомиздат, 1961.

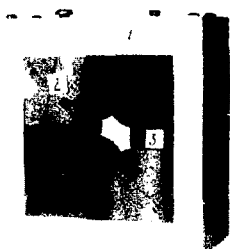


Рис.1. Квадрупольная линза: 1 - бандаж; 2 - полюса; 3 - постоянные магниты.

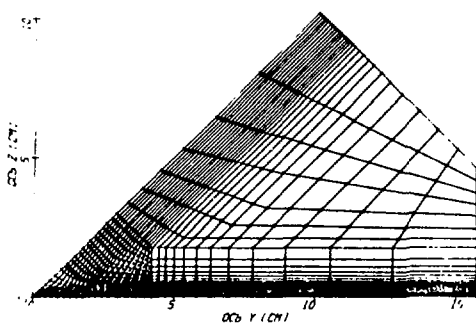


Рис.2. Базовая поверхность координат расчетной области.

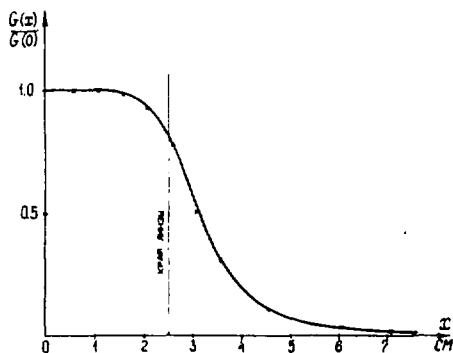


Рис.3. Распределение градиента магнитного поля  $G(x)$  в относительных единицах вдоль оси  $x$ ; \* - экспериментальные точки. Радиус апертуры линзы  $r_0 = 1,1$  см.

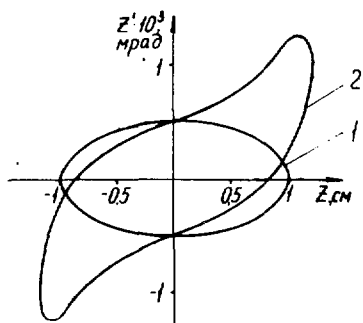


Рис.4. Деформация фазового объема при прохождении пучка через линзу: 1 - для прямоугольной модели поля; 2 - с учетом полученной карты поля.

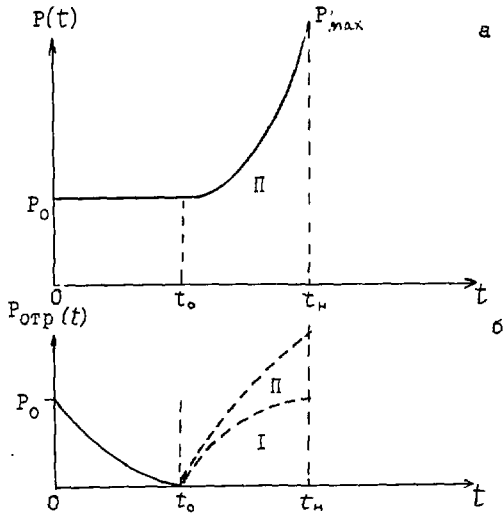


Рис. 1

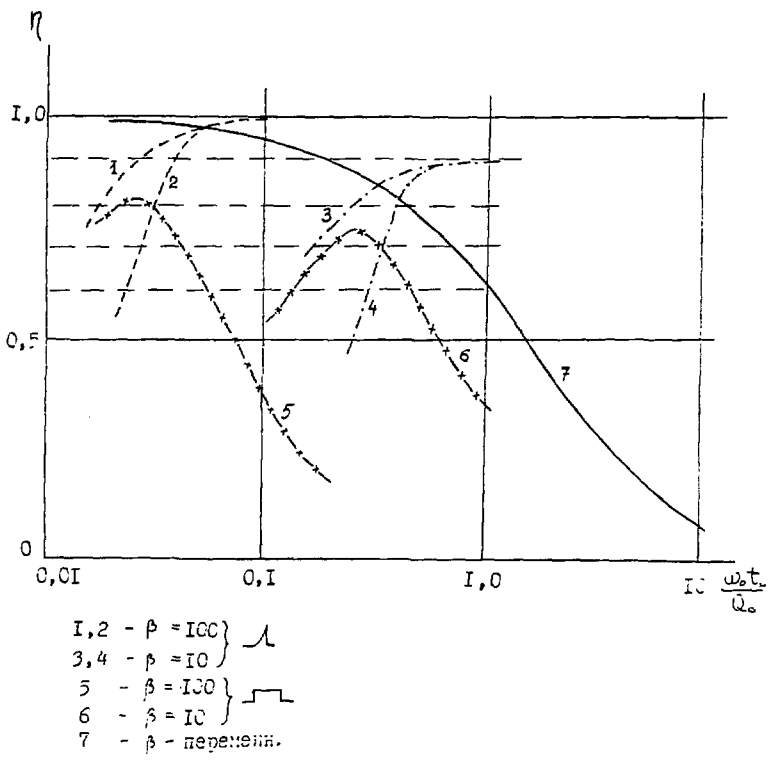


Рис. 2

Можно показать также, что наличие участка с неизменным уровнем мощности не является обязательным, высокая эффективность может быть достигнута при экспоненциальном характере изменения мощности в течение всего периода накопления и при  $t_n \geq 2\tau$ , например, в соответствии с формулой

$$P(t) = P_0 \exp\left(\left(\frac{\beta-1}{\beta+1}\frac{t}{\tau} - 1\right)^2\right); \quad t \geq 0. \quad (2)$$

На рис.2 представлены зависимости эффективности накопления энергии, рассчитанные для величины связи  $\beta = 100$  (кривые 1 и 2) и  $\beta = 10$  (кривые 3 и 4), причем кривые 1 и 3 относятся к случаю, когда высокочастотная мощность изменяется согласно формуле (1), а кривые 2 и 4 – согласно формуле (2). Для сравнения представлены также зависимости, соответствующие неизменной в течение времени накопления мощности генератора (при  $\beta = 100$  кривая 5, при  $\beta = 10$  кривая 6) и при переменной связи (кривая 7).

Выражение для эффективности при времени накопления  $t_n \geq 2\tau$  приближается к предельному значению:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\beta}. \quad (3)$$

При величине связи  $\beta = 10$  и экспоненциальном росте подводимой мощности до  $P_{max}$  в резонаторе накапливается в 4,5 раза меньше, чем в резонаторе с критической связью при неизменной мощности генератора  $W_0$ . Увеличив  $P_{max}$  в резонаторе с  $\beta = 10$ , можно накопить с эффективностью 0,9 то же количество энергии, что и в резонаторе с критической связью с эффективностью 0,41.

Поскольку отраженная от резонатора волна существует только при  $P=P_0$ , т.е. на малом уровне мощности, существенно облегчается решение проблемы защиты генератора от отраженного импульса, который представлен на рис.1б кривой II.

Представляется, что применение описанного способа передачи энергии в резонатор особенно перспективно для сверхпроводящих резонаторов, у которых при  $\beta = 100$  время накопления составит десятки и сотни микросекунд, и поэтому уровень накопленной энергии не ограничивается мощностью генератора.

#### Л и т е р а т у р а

1. D.L.Birx, Z.D.Farcas, P.B.Wilson. A Look at Energy Compression as an assist for high Power R.F.Production. A.I.P. Conference Proceedings, v.153, pp.1572-1600 (1987), 1984 Accelerator Summer School.

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ФЕРРИТОВ В УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРАХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИНХРОТРОНОВ

И.И.Авербух, М.М.Карлинер

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В ускоряющих резонаторах с ферритами частотная настройка, как известно, достигается за счет изменения магнитной проницаемости ферритов при подмагничивании.

В литературе /1/ приведены графические зависимости дифференциальной магнитной проницаемости различных марок ферритов от величины постоянного подмагничивающего поля. Имеются исследования /2/ зависимости проницаемости некоторых ферритов от величины и скорости нарастания импульсного подмагничивающего поля. Однако особенности изменения магнитной проницаемости при одновременном подмагничивании ферритов постоянным и импульсным полями рассмотрены недостаточно.

Такие режимы подмагничивания могут иметь место в ускоряющих системах электронных синхротронов. Как известно, ускоряющие резонаторы электронных синхротронов работают на постоянной частоте. Применение ферритов объясняется стремлением благодаря уменьшению габаритов создавать ускоряющие устройства, работающие на основной частоте обращения. При этом достигается более эффективный выпуск частиц из ускорителя, используемого часто в качестве инжектора в ускорительно-накопительных комплексах.

В ускоряющих резонаторах, настроенных на постоянную частоту, ферриты целесообразно подмагничивать постоянным током, так как при таком подмагничивании они имеют наибольшую добротность. Несмотря на импульсный режим работы синхротронов и ускоряющих устройств настройка резонаторов на постоянную частоту может производиться постоянным током. Это же время импульсный режим не позволяет в "чистом виде" осуществить постоянное подмагничивание. Объясняется это тем, что для компенсации расстройк и стабилизации частоты ускоряющие резонаторы с ферритами должны работать с системой автоматической подстройки частоты. Частотная расстройка резонаторов вызвана зависимостью магнитной проницаемости ферритов от величины высокочастотной индукции и, соответственно, амплитуды ускоряющего напряжения, которые могут меняться в течение ускорительного цикла, а также зависимостью проницаемости от температуры. Другой причиной расстройк является воздействие на ферриты рассеянных магнитных полей от близкорасположенных импульсных устройств ускорителя. Такое влияние наблюдается, например, в синхротроне Б-4 со стороны сдвиговых магнитов. Так как ускоряющая система, как указывалось, работает в импульсном режиме, то сигнал автоподстройки, вырабатываемый только во время рабочего цикла, когда на резонатор подается высокочастотное напряжение, тоже имеет импульсный характер.

В результате на ферриты одновременно воздействуют основное постоянное подмагничивающее поле и импульсные поля автоподстройки и внешних магнитных помех.

В связи с этим оказалось необходимым провести исследование ферритов в условиях одновременного намагничивания постоянным и импульсными полями, соответствующими реальным режимам подмагничивания в резонаторах синхротрона Б-4.

Методика исследования заключалась в следующем. Макет резонатора с ферритами перестраивался в электромагнитном подмагничивающем устройстве. Электромагнит питался от источника, позволяющего получать постоянные и импульсные

поля пилообразной формы положительной и отрицательной полярности. Длительность пилообразных импульсов 250 мкс.

Резонатор возбуждался от высокочастотного генератора. В результате исследований выявились некоторые особенности изменения магнитной проницаемости ферритов при одновременном намагничивании постоянными и импульсными полями.

Для дальнейших пояснений конкретизируем понятие о модуляционной характеристике резонанса. Как известно, под модуляционной характеристикой понимается зависимость частоты настройки резонатора от величины подмагничивающего поля. Так как модуляционные характеристики резонатора, измеренные при подмагничивании ферритов постоянным и импульсным полями, существенно различаются между собой, введем понятие о постоянной и импульсной модуляционных характеристиках резонатора.

Под постоянной модуляционной характеристикой понимается зависимость частоты настройки резонатора от величины постоянного подмагничивающего поля при отсутствии импульсной составляющей.

Под импульсной модуляционной характеристикой понимается зависимость частоты настройки от амплитуды импульсного подмагничивающего поля при заданном значении постоянной составляющей, которая в частном случае может быть равна нулю.

На рис.1 приведена постоянная модуляционная характеристика резонатора, которая отражает известный характер уменьшения проницаемости ферритов с ростом намагниченности.

На рис.2 показаны импульсные модуляционные характеристики резонатора для случая согласного направления постоянного и импульсного подмагничивающих полей. Из характеристик видно, что при постоянном подмагничивающем поле, равном нулю ( $H = 0$ ), подмагничивание импульсными полями до 40 А/см ( $H = 40$  А/см) приводит к росту дифференциальной магнитной проницаемости и, следовательно, уменьшению частоты настройки резонатора.

С повышением уровня постоянного подмагничивания ферритов на импульсной модуляционной характеристике появляются участки, где частота резонатора вначале растет, а затем начинает уменьшаться.

С увеличением уровня постоянного подмагничивания длина этих участков увеличивается и, наконец, при  $H = (25+30)$  А/см дифференциальная магнитная проницаемость ферритов уменьшается, а частота резонатора, соответственно, растет при всех измеренных импульсных полях до 40 А/см.

Для сравнения на этом же рисунке пунктиром показана постоянная модуляционная характеристика, соответствующая рис.1. Как видно, крутизна импульсных модуляционных характеристик на отдельных участках может принимать положительные или отрицательные значения и даже может быть равной нулю, в то время как крутизна постоянной модуляционной характеристики всегда положительна.

Далее видно, что крутизна постоянной характеристики в несколько раз превышает крутизну импульсной.

Для случая встречного направления подмагничивающих полей (рис.3) импульсные модуляционные характеристики имеют отрицательный наклон независимо от величины постоянной составляющей.

Для обеспечения нормальной работы систем автоматической подстройки частоты, которыми, как указывалось, охватываются ускоряющие резонаторы, импульсные модуляционные характеристики должны иметь однозначный положительный наклон для согласного направления всех возможных значений импульсных подмагничивающих полей. Такой наклон характеристики приобретают, как видно из рис.2, при значениях постоянного подмагничивающего поля порядка 25+30 А/см.

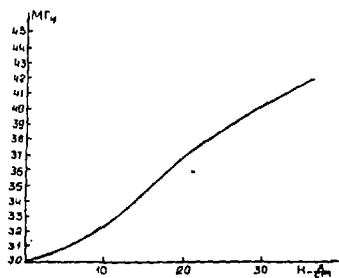


Рис.1. Постоянная модуляционная характеристика резонатора.

Рис.2. Импульсные модуляционные характеристики резонатора при согласном направлении подмагничивающих полей.

$H$  - значение постоянного подмагничивающего поля,  
 $H_1$  - значение импульсного подмагничивающего поля,  
 --- - постоянная модуляционная характеристика.

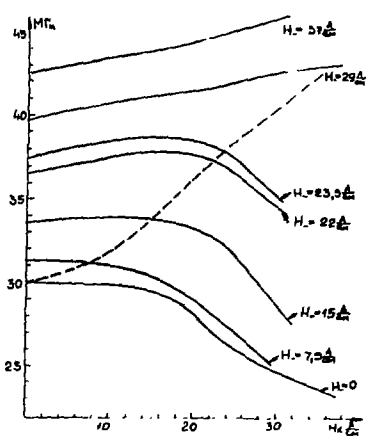
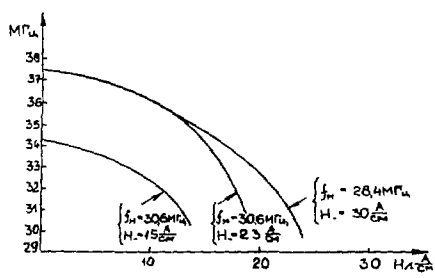


Рис.3. Импульсные модуляционные характеристики при встречном направлении подмагничивающих полей.

$f_H$  - начальная частота резонатора в неподмагниченном состоянии,  
 $H$  - значение постоянного подмагничивающего поля,  
 $H_1$  - значение импульсного подмагничивающего поля.



Полученные результаты позволяют сделать несколько практических выводов. Во-первых, при разработке резонаторов с ферритами, подмагничиваемыми одновременно постоянными и импульсными полями, начальная частота резонатора в неподмагниченном состоянии ферритов и связанная с ней величина постоянного подмагничивания не могут выбираться произвольно. Во-вторых, величина постоянного подмагничивающего поля должна обеспечивать однозначную импульсную модуляционную характеристику во всем диапазоне импульсных подмагничивающих полей.

Литература

1. Ю.Б.Несвицкий. Высоочастотные ферриты в радиопередающей технике. Связь, М., 1976, с.6.
2. И.И.Аверух. Разработка и исследование ускоряющей системы, перестраиваемой с большой скоростью в широком диапазоне частот, для протонно-ионного синхротрона Б-5. Новосибирск, ИИЯ СО АН СССР, 1981, с.27-29.



## ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ ВЭП-4М (ПРОЕКТ)

П.Ю.Абрамский, В.С.Арбузов, А.Н.Белов, С.А.Беломестных, А.А.Бушуев,  
В.Г.Вещеревич, Э.И.Горникер, С.А.Круткин, И.В.Купцов, Г.Я.Куркин, С.А.Лабунский,  
Н.Н.Лебедев, В.М.Меджидзаде, П.Д.Нейгель, В.М.Петров, А.М.Пялан, И.К.Седяров,  
М.Ю.Фомин, С.В.Якубов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Модернизация накопителя ВЭП-4 предусматривает работу с двумя сгустками электронов и двумя сгустками позитронов во встречных пучках [1]. В настоящей работе описан проект новой высокочастотной системы, который обеспечивает этот режим работы накопителя.

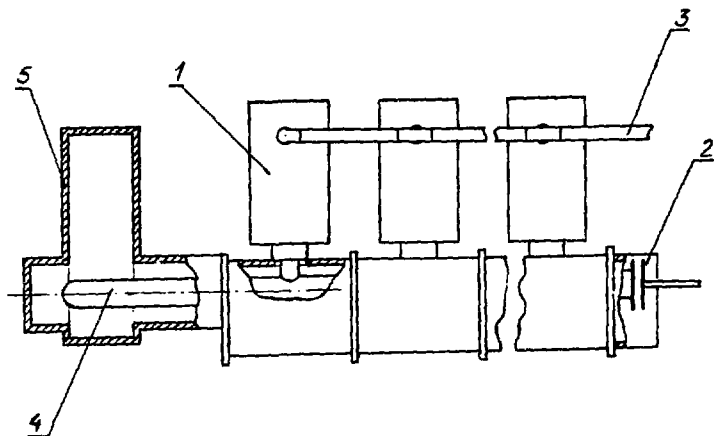
Новая ВЧ-система отличается от старой [2,3] следующим:

- 1) для работы с четырьмя сгустками изменяется кратность ускоряющего напряжения с  $q_1 = 221$  до  $q_1 = 222$  (частота  $181,8$  МГц);
- 2) для обеспечения устойчивости фазового движения сгустков в накопителе вводятся два новых ВЧ-канала на частоту  $546$  МГц ( $q_2 = 3 \cdot q_1 + 1 = 667$ ), с помощью которых делаются разными частоты синхротронных колебаний сгустков;
- 3) устанавливается новый генератор основного ВЧ-поля ( $181,8$  МГц);
- 4) создается новая аппаратура управления.

ВЧ-система будет вводиться поэтапно. На первом этапе предполагается получить мощность  $300$  кВт от генератора основного ВЧ, обеспечив работу накопителя на энергии  $5$  ГэВ при суммарном токе  $120$  мА в четырех сгустках. В дальнейшем мощность генератора будет доведена до  $1$  МВт, что позволит накопителю работать на энергии  $6$  ГэВ с током  $4 \times 50$  мА.

В состав ВЧ-канала на частоту  $181,8$  МГц входят 6 ускоряющих резонаторов [4]. ВЧ-питание этих резонаторов осуществляется от генератора, выходной каскад которого выполнен на мощных тетрадах 6У-10А по схеме с общими сетками. Генерируемая одним тетродом в рабочем режиме мощность равна  $150$  кВт. Выходной каскад генератора (см. рисунок) состоит из 3 типов модулей: модуля для 1-й лампы (1) (несколько штук); модуля настройки частоты (2) и модуля вывода мощности (4). Выходной контур генератора выполнен в виде длинной линии с ТЕМ-волной, в которой лампы соединены отрезками линий, кратными  $\lambda/2$ . Связь генератора с резонаторами осуществляется через прямоугольный волновод (5) и описана ранее в [2]. На первом этапе предполагается получить мощность  $300$  кВт на двухламповом каскаде. В последующем для увеличения мощности генератора число тетродов будет доведено до восьми.

Если собственные частоты синхротронных колебаний сгустков в накопителе одинаковы, то фазовое движение каждого из них оказывается связанным с движением остальных сгустков (в результате взаимодействия с ускоряющими резонаторами), и возможно возникновение неустойчивостей фазового движения системы сгустков в накопителе [5,6]. Если же сделать собственные частоты сгустков различными, то это уже будет система не связанных друг с другом осцилляторов. В такой системе достаточно будет выполнить условие устойчивости для каждого сгустка отдельно [7].



Выходной каскад генератора мощности на частоту 181,8 МГц:

1 - модуль с тетродом 4У-101А; 2 - узел настройки анодного контура; 3 - линия возбуждения выходного каскада; 4 - волноводно-коаксиальный переход; 5 - волновод (1150х370 мм<sup>2</sup>).

Для того чтобы сделать собственные частоты фазовых колебаний сгустков различными (развести частоты), в накопителе ВЭШЛ-4М будут использоваться два дополнительных резонатора. Эти резонаторы возбуждаются от внешних генераторов на частоте 540 МГц, кратность которой равна  $q_2 = 3 \cdot q_1 + 1 = 667$ . Расстояние между резонаторами в накопителе равно нечетному числу четвертей длины волны.

Напряжения на этих резонаторах представляют собой стоячую волну, амплитуда которой отлична от нуля только внутри ускоряющих промежутков. Можно разложить такую стоячую волну по бегущим в противоположные стороны волнам [8]. Пусть амплитуда волны ускоряющего напряжения, фазовая скорость которой совпадает со скоростью и направлением движения электронов, равна  $U_{e-}$ , а амплитуда волны, фазовая скорость которой совпадает со скоростью и направлением движения позитронов, равна  $U_{e+}$ . Тогда собственные частоты синхротронных колебаний сгустков электронов и позитронов будут равны соответственно

$$\Omega_{12}^{e-} = \omega_0 \sqrt{\frac{e\mathcal{K}(q_1 U_1 \cos \varphi_2 \pm q_2 U_{e-} \cos \varphi_{e-})}{2\pi E_0}},$$

$$\Omega_{12}^{e+} = \omega_0 \sqrt{\frac{e\mathcal{K}(q_1 U_1 \cos \varphi_2 \pm q_2 U_{e+} \cos \varphi_{e+})}{2\pi E_0}},$$

где  $\omega_0$  - частота обращения;  $\mathcal{K}$  - показатель автофазировки;  $U_1$  - амплитуда напряжения основного ВЧ;  $\varphi_2$  - равновесная фаза,  $E_0$  - энергия. Таким образом, если  $U_{e-} \neq U_{e+}$ , то все четыре сгустка будут иметь различные собственные частоты синхротронных колебаний. Напряжения на резонаторах будут равны соответственно

$$U_{(1)} = \frac{1}{2} U_{e-} \exp(j\varphi_{e-}) + \frac{1}{2} U_{e+} \exp(j\varphi_{e+} - j q_2 \omega_0 \Delta t),$$

$$U_{(2)} = \frac{1}{2} U_{e-} \exp(j\varphi_{e-} - j \frac{2\pi \ell}{\lambda}) + \frac{1}{2} U_{e+} \exp(j\varphi_{e+} + j \frac{2\pi \ell}{\lambda} - j q_2 \omega_0 \Delta t),$$

где  $\Delta t$  - запаздывание позитронов относительно электронов при пролете через первый резонатор;  $\ell = (2k+1) \frac{\lambda}{4}$  - расстояние между резонаторами в накопителе.

Помимо дипольных колебаний в накопителе могут возбуждаться фазовые колебания сгустка более высокого порядка (квадрупольные, секступольные и т.д.). На затухание квадратупольных колебаний существенно влияет нелинейность синхротронных колебаний.

Для малых амплитуд синхротронных колебаний с учетом квадратичной нелинейности силы жесткости уравнение запишется как

$$\ddot{\varphi} + 2\delta\dot{\varphi} + \Omega_0^2(\varphi + k\varphi^2) = 0,$$

где  $k\varphi \ll 1$ ,  $k$  - коэффициент нелинейности. Если пренебречь затуханием, то решение этого уравнения с точностью до величин второго порядка малости будет

$$\varphi = A \cos(\Omega_0 t) + \frac{kA^2}{6} \cos(2\Omega_0 t).$$

Исчуж сгусток представляет собой две макрочастицы, совершающие противофазные (квадрупольные) колебания малой амплитуды. Если теперь учесть наведенное на резонаторе пучком напряжение, то можно найти вносимый в квадратупольные колебания инкремент:

$$\delta = \frac{I_0 \Omega_0 A^2}{4 \sum_q U_q \cos \varphi_q} \sum_q a_q q^2 \left[ \frac{1}{8} q (R_{q+} - R_{q-}) + \frac{1}{12} k (X_{q+} - X_{q-}) \right],$$

где

$$k = -\frac{1}{2} \frac{\sum_q q^2 (U_q \sin \varphi_q - a_q I_0 R_q)}{\sum_q q (U_q \cos \varphi_q - a_q I_0 X_q)};$$

$q$  - номер гармоники;  $a_q$  - коэффициент гармоники;  $I_0$  - накопленный ток;  $R_q$ ,  $X_q$  - активное и реактивное сопротивление резонатора на  $q$ -й гармонике;  $R_{q+}$ ,  $R_{q-}$ ,  $X_{q+}$ ,  $X_{q-}$  - активные и реактивные сопротивления резонатора на частотах  $(q\omega_0 \pm 2\Omega_0)$ ;  $U_q$  - напряжение  $q$ -й гармоники от генератора ВЧ-мощности;  $\varphi_q$  - равновесная фаза  $q$ -й гармоники. Из этого выражения видно, что даже при расстройке резонаторов вниз, в квадратупольные колебания, может вноситься инкремент из-за нелинейности ВЧ-напряжения на резонаторах. Поэтому при проектировании ВЧ-системы нужно стремиться сделать эту нелинейность как можно меньше. Упосываемая ВЧ-система построена так, что нелинейность, вносимая ВЧ-напряжением  $q$ -й гармоники, равна нулю, если  $\varphi_{e-} = \varphi_{e+} = 0$ .

ВЧ-питание двух идентичных резонаторов осуществляется от двух генераторов, мощностью по 0,5 кВт каждый, через два фидера с волновым сопротивлением 70 Ом.

Резонаторы  $q$ -й гармоники имеют цилиндрическую форму, рабочий тип колебаний -  $E_{010}$ . Каждый из резонаторов имеет следующие электрические параметры: добротность - 35000; характеристическое сопротивление - 190 Ом; шунтовое сопротивление 0,3 МОм; коэффициент пролетного времени - 0,70; рабочее напряжение - до 500 кВ. Перестройка основной частоты резонатора осуществляется плунжером. Предусмотрены два специальных "подавителя" высших мод. Резонаторы вакуумные, изготовлены из меди. Охлаждение резонаторов водное.

Для регулирования ускоряющих напряжений и синхронизации их между собой и для синхронизации инъекции из накопителя ВЭИ-3 создана аппаратура управления. Для подавления когерентных синхротронных колебаний предусмотрена цепь обратной связи.

Первая часть проекта ВЧ-системы накопителя ВЭИ-4.1 будет реализована в 1989 году.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И.А.Протопопов.  $e^+e^-$  -встречные пучки в Новосибирске. Состояние дел и планы. Труды XII международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, 1987, т.1, с.33.

2. В.С.Арбузов и др. Многорезонаторная высокочастотная система накопителя ВЭШ-4 на энергию 5,5 ГэВ. Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1983, т.1, с.143.
3. В.С.Арбузов и др. Высокочастотная система накопителя ВЭШ-4 на энергию 5,3 ГэВ и ток  $2 \times 10$  мА. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1985, т.1, с.115.
4. В.Г.Вещеревич и др. Высокочастотная система накопителя ВЭШ-3 на энергию 3 ГэВ. Труды IУ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., Наука, 1975, т.П, с.337.
5. М.М.Карлинер. Устойчивость фазового движения многих сгустков в накопителях заряженных частиц. ЖТФ, 1971, т.41, в.9, с.1806.
6. В.С.Арбузов и др. Новая высокочастотная система накопителя ВЭШ-3. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1987, ОИЯИ, Д9-87-105, т.1, с.171.
7. М.М.Карлинер, А.Н.Скринский, И.А.Шехтман. Условия устойчивости фазового движения сгустка в накопителе релятивистских частиц. ЖТФ, 1968, т.38, в.11, с.1945.
8. С.А.Хейфец. Электронный синхротрон. Ереван, Изд. АН АрмССР, 1963.

## ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА "СИБИРЬ-2"

П.Ю.Абрамский, В.С.Арбузов, А.Н.Белов, С.А.Беломестных, А.А.Бушуев,  
Э.Г.Вещеревич, Э.И.Горнякер, С.А.Крутихин, И.В.Купцов, Г.Л.Куркин, С.А.Лабудский,  
Н.Н.Лебедев, В.М.Меджидзаде, П.Д.Нейгель, В.М.Петров, А.М.Шилан,  
А.К.Седляр, М.Ю.Фомин, С.В.Якубов  
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Накопительный комплекс "Сибирь-2" создается как специализированный источник синхротронного излучения (СИ) для ИАЭ им. Курчатова [1]. Максимальная энергия накопителя - 2,5 ГэВ, ток одного сгустка до 0,1 А, ток в многосгустковом режиме до 0,3 А.

Ускорение электронов производится на частоте 181 МГц, что соответствует 75 гармонике частоты обращения. Радиационные потери на энергии 2,5 ГэВ при токе пучка 0,3 А составляют 300 кВт. Для компенсации этих потерь, а также получения достаточного времени жизни пучка требуется суммарное напряжение на ускоряющих резонаторах 1,6 МВ. На накопителе устанавливаются 2 ускоряющих резонатора [3], каждый из них через прямоугольный волновод, аналогичный волноводу накопителя ВЭИИ-4 [2], подключен к своему генератору мощности. Резонаторы вакуумные, характеристическое сопротивление 220 Ом, добротность 50000, максимальное напряжение на зазоре 1,6 МВ. Потери в резонаторе при напряжении 0,9 МВ равны 50 кВт. Таким образом, к одному резонатору должно подводиться 200 кВт мощности. Выходной каскад генератора выполнен на двух мощных тетрадах 1У-101А, включенных по схеме с общими сетками. Конструкция выходного каскада генератора модульная, описана в докладе [4]. В предварительных каскадах использованы лампы 1У-92.

В накопителе предусмотрен многосгустковый режим, что осложняет получение устойчивого фазового движения частиц. В этом случае собственные частоты синхротронных колебаний сгустков одинаковы и фазовое движение каждого сгустка из-за взаимодействия с ускоряющими резонаторами оказывается связанным с движением всех остальных [5,6]. Если собственные частоты сгустков сделать разными, то сгустки взаимодействовать не будут, и тогда система будет устойчива при устойчивости каждого сгустка отдельно [7]. Чтобы собственные частоты синхротронных колебаний сгустков отличались друг от друга, крутизна ускоряющего напряжения в равновесной фазе для каждого сгустка должна быть разной. Это можно получить, если ввести еще одно ускоряющее напряжение, частота которого кратна частоте обращения, но не кратна частоте основного высокочастотного (ВЧ) напряжения (181 МГц).

Однако и после устранения многосгустковой неустойчивости могут возбуждаться квадрупольные колебания сгустка, на затухание которых существенное влияние оказывает квадратичная нелинейность синхронных колебаний. Поэтому при проектировании ВЧ-системы нужно стремиться сделать эту нелинейность минимальной. Этого можно достичь, если ввести не одно, а два ВЧ-напряжения, кратные частоте обращения, но не кратные частоте основного ВЧ-напряжения.

Введем обозначения:  $q_1$  - кратность основного ВЧ;  $q_2, q_3$  - кратности дополнительных ВЧ,  $q_2 = m \cdot q_1 - 1$ ;  $q_3 = m \cdot q_1 + 1$ ;  $m$  - целое число;  $\psi_2$  - равновесная фаза;  $n$  - номер сгустка;  $\varphi_2^{(n)} = \varphi_2 + 2\pi n / q_1$ ,  $\varphi_3^{(n)} = \varphi_3 - 2\pi n / q_1$  - фазы  $n$  - сгустков для дополнительных ВЧ;  $U_1$  - напряжение основного ВЧ;  $U_2, U_3$  - напряжения дополнительных ВЧ;  $E$  - энергия электронов;  $e$  - заряд электрона;  $\omega_0$  - частота обращения;  $\mathcal{K}$  - показатель автофазировки.

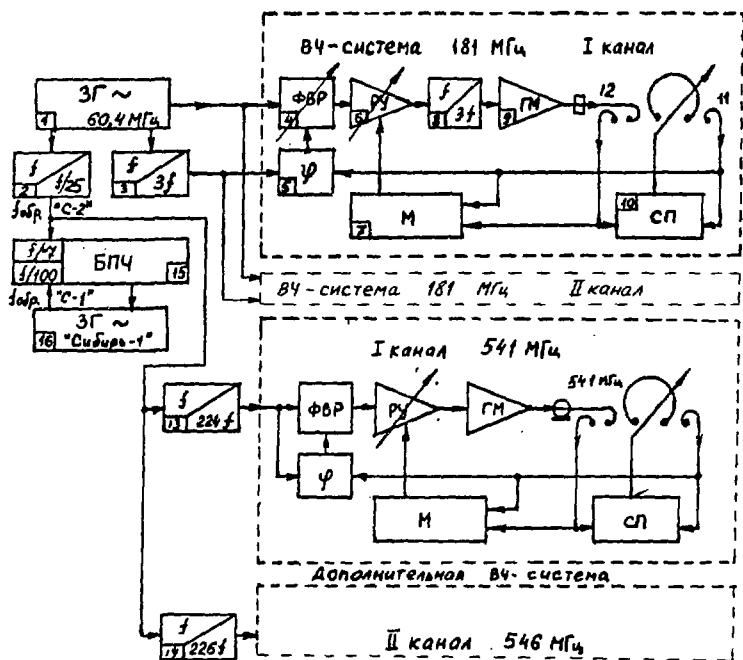
Тогда частота синхронных колебаний  $n$ -ступка будет равна

$$\Omega^{(n)} = \omega_0 \sqrt{\frac{eX(q1 \cdot U1 \cdot \cos \varphi_1 + q2 \cdot U2 \cdot \cos \varphi_2^{(n)} + q3 \cdot U3 \cdot \cos \varphi_3^{(n)})}{2\pi E}}$$

Нормальность, вносимая напряжениями дополнительных ВЧ, будет минимальна при  $\varphi_1^{(n)} = \varphi_2^{(n)} = 0$  и  $q2 \cdot U2 = q3 \cdot U3$ .

При выборе  $m = 3$ , чему соответствуют кратности  $q2 = 2$  и  $q3 = 3$ , т.е. частоты  $f2 = 541$  МГц и  $f3 = 546$  МГц. Дополнительные ВЧ-системы имеют два канала, каждый из которых содержит ВЧ-генератор мощностью 1 кВт, соединенный через коаксиальный фидер со своим резонатором. Резонаторы - цилиндрические, вакуумные, изготовлены из меди и охлаждаются водой. Длина волны - ЮЮО. Электрические параметры резонаторов: добротность  $Q = 1000$ , характеристическое сопротивление 190 Ом, коэффициент пролетного времени 0,78, рабочее напряжение до 200 кВ. Перестройка частоты осуществляется плунжером, имеются подаватели напряжений высших мод.

Задающий генератор (1) на частоту 60,4 МГц вырабатывает напряжение высокой спектральной чистоты и стабильности. Этот блок представляет собой синтезатор частоты с частотной автоподстройкой. Такой принцип построения позволяет избежать скачков фазы при перестройке частоты. Блок снабжен микропроцессором, который оптимизирует процесс перестройки.



Блок-схема ВЧ-системы накопителя "Сибирь-2".

1 - Задающий генератор. 2 - Делитель частоты на 25. 3 - Утроитель. 4 - Круговой фазовращатель. 5 - Фазометр. 6 - Регулируемый усилитель. 7 - Модулятор. 8 - Утроитель. 9 - Генератор мощности. 10 - Сервопривод. 11 - Петля связи. 12 - Датчик тока фидера. 13 - Умножитель частоты на 224. 14 - Умножитель частоты на 226. 15 - Блок привязки частот. 16 - Задающий генератор накопителя "Сибирь-1".

Из частоты задающего генератора (ЗГ) вырабатываются напряжения опорной частоты 181 МГц и частоты обращения 2,415 МГц. Частота обращения получается путем деления частоты ЗГ на 25. Делитель (2) узкополосный, построен по схеме генератора с фазовой автоподстройкой частоты. Помехоустойчивость такой схемы много выше, чем обычного цифрового делителя. Опорная частота формируется утроителем (3).

Основная ВЧ-система, как упоминалось, двухканальная. Рассмотрим работу одного канала. Цепь обратной связи, включающая петлю связи резонатора (11), фазометр (5) и круговой фазовращатель (4), обеспечивает привязку фазы напряжения на резонаторе к фазе опорного напряжения 181 МГц. Другая цепь обратной связи, содержащая регулируемый усилитель (6), утроитель (8), усилитель мощности (9), петлю связи с резонатором, датчик тока фидера (12) и модулятор (7), позволяет поддерживать на заданном уровне напряжения на резонаторе либо ток в питающем фидере. При аварийных ситуациях производится отключение выходной мощности. Настройка ускоряющего резонатора на рабочую частоту производится сервоприводом (10), который поддерживает требуемые фазовые соотношения между током фидера и напряжением на резонаторе.

Дополнительная ВЧ-система имеет аналогичное построение. Напряжения частот 541 МГц и 543 МГц получаются умножением частоты обращения на 224 и 225 (умножители 13 и 14).

Инжектором для накопителя "Сибирь-2" служит существующий накопитель "Сибирь-1" [3]. Перед перепуском частиц частота обращения накопителя "Сибирь-1" подстраивается относительно частоты обращения накопителя "Сибирь-2" так, чтобы их отношение было равно 100%. Частотой задающего генератора накопителя "Сибирь-1" управляет блок привязки (15). Перепуск частиц может производиться в любую выбранную сепаратрису накопителя "Сибирь-2".

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Анашин и др. "Сибирь-2" - специализированный источник синхротронного излучения. Доклад на настоящем совещании, т.П, с.281.
2. В.С.Арузов и др. Многорезонаторная высокочастотная система накопителя ВЭПП-1 на энергию 5,5 ГэВ. Труды 8 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1963, т.1, с.143.
3. В.Г.Вещеревич и др. Высокочастотная система накопителя ВЭПП-3 на энергию 3 ГэВ. Труды 4 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., наука, 1973, т.2, с.337.
4. И.Ю.Абрамский и др. Высокочастотная система накопителя ВЭПП-4М (проект). Доклад на настоящем совещании, т.1, с.223.
5. М.М.Карлинер. Устойчивость фазового движения многих сгустков в накопителях заряженных частиц. МТФ, 1971, т.41, в.9, с.1808.
6. В.С.Арузов и др. Новая высокочастотная система накопителя ВЭПП-3. Труды 10 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Омск, ДС-87-105, Дубна, 1967, т.1, с.171.
7. М.М.Карлинер, А.Н.Скринский, И.А.Шехтман. Условия устойчивости фазового движения сгустка в накопителе релятивистских частиц. МТФ, 1968, т.38, в.11, с.1943.
8. В.С.Арузов и др. Ускоряющая ВЧ-система накопителя - источника синхротронного излучения "Сибирь-1". Аннотации докладов 10 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Омск, ДС-86-820, Дубна, 1965, с.22.

## СТРУКТУРА СИСТЕМЫ СВЧ-ПИТАНИЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А.С.Алимов, Г.А.Горшков, Б.С.Ишханов, И.М.Пискарев, А.Н.Сандалов,  
М.А.Сотников, В.И.Шведун

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Н.В.Владимиров, В.П.Степанчук

Саратовский государственный университет

Система СВЧ-питания разрезного микротрона непрерывного действия (РН) НИЯФ МГУ /1/ предназначена для возбуждения и стабилизации параметров СВЧ-поля в резонаторах прерывателя, группирователя и секциях линейного ускорителя в диапазоне частоты 2450 МГц.

Блок-схема системы СВЧ-питания приведена на рис.1. Особенностью системы является наличие большого числа относительно маломощных клистронов непрерывного действия, каждый из которых питает отдельную секцию линейного ускорителя на стоячей волне. Полное число секций 25, из них 15 входят в состав системы инжекции, 10 - расположены на оси РМ. Уровень СВЧ-мощности, рассеиваемой в каждой секции, состоящей из 7 ускоряющих ячеек, - 7 кВт. Требования к стабильности амплитуды и фазы в резонаторах прерывателя и группирователя составляют  $\Delta E/E = \pm 10^{-2}$ ,  $\Delta \psi \leq 1^\circ$ , в секциях линейного ускорителя  $\Delta E/E = \pm 10^{-3}$ ,  $\Delta \psi \leq 1^\circ$ .

Питание резонаторов прерывателя, группирователя и возбуждение клистронов осуществляется с помощью линии опорного сигнала, изготовленной из медного волновода сечением 72x34 мм. Опорный сигнал от высокочастотного генератора с диэлектрическим резонатором через усилитель с выходной мощностью до 2 Вт на р-и-п диодах поступает на вход клистрона. Мощность сигнала с выхода клистрона, поступающая в линию опорного сигнала, может регулироваться в пределах от 0 до 5 кВт. Высокочастотный генератор стабилизируется по частоте с точностью  $\Delta f/f = \pm 5 \times 10^{-7}$  с помощью ЭЖ на основании информации с частотомера ЧЗ-54. Сигнал с направленного ответвителя (НО), расположенного на выходе клистрона, используется для целей контроля и стабилизации мощности. Резонаторы прерывателя и группирователя возбуждаются через НО с переходным ослаблением соответственно 10 дБ и 24,5 дБ. Резонаторы прерывателя, осуществляющие круговую развертку и свертку пучка, возбуждаются на колебаниях типа Е 110 через 3-дБ волноводные мосты. Подстройка 3-дБ мостов, фазирование и регулирование уровня мощности резонаторов и группирователя осуществляется механическими фазовращателями и аттенюаторами, управляемыми от ЭВМ. Контроль амплитуд и фаз в настоящее время реализован на базе приборов ФК2-18.



Клистроны, питающие секции линейного ускорителя, возбуждаются сигналами, снимаемыми с НО с переходным ослаблением 33 дБ. Сигнал через коаксиально-волноводный переход, механический фазовращатель, блок управления (БУ) поступает на вход клистрона. На БУ поступает также СВЧ-сигналы с петли связи секции, с двойного направленного ответвителя (50 дБ/40 дБ), расположенного между секцией и клистроном. Эти сигналы несут информацию об амплитуде и фазе поля в секции, поля падающей/отраженной волн. Между секцией и двойным НО располагается керамическое вакуумное окно баночного типа.

БУ выполняет функции стабилизатора фазы, управления и стабилизации амплитуды поля в секции линейного ускорителя, защиты клистрона по отраженной волне и выдачи сигнала рассогласования между резонаторной частотой секции и частотой задающего генератора. Последний сигнал используется системой терморегулирования для подстройки резонансной частоты секции. Блок-схема СВЧ-части БУ приведена на рис.2. БУ реализован на микрополосковых трактах и конструктивно состоит из нескольких независимых узлов. Основной узел включает в себя НО с переходным ослаблением 20 дБ, аттенуатор на р-и-п диодах с ослаблением, регулируемым в пределах 0,5 - 30 дБ, фазовращатель на ферритовой подложке с диапазоном регулирования фазы 0 - 360 град, перечисленные элементы разделены ферритовыми развязками.

Узел фазового детектора включает в себя балансный смеситель и фазовращатель на ферритовой подложке, обеспечивающий выбор рабочей точки детектора. Помимо этого в состав БУ входит 3-канальный делитель мощности и 3 детекторные головки. Соединение отдельных узлов БУ между собой, с линией опорного сигнала и т.д. осуществляется фазостабильным кабелем типа РК-50-3-29С.

В настоящее время реализована и функционирует система СВЧ-питания резонаторов прерывателя и группирователя. Изготовлены волноводные элементы для секций линейного ускорителя. Испытаны микрополосковые тракты БУ, обеспечено функционирование секции захвата преускорителя.

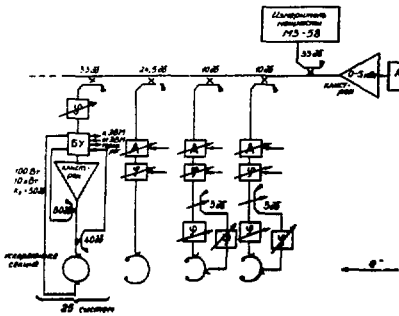
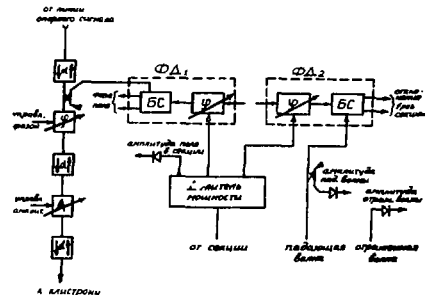


Рис. 2. Блок-схема СВЧ-части блока управления /БУ/.

Рис. 1. Блок-схема системы СВЧ-питания разрезной микротрон.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Алимов, И.Г.Артюх, В.Г.Богуславский и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИЯФ МГУ (состояние работ). Препринт НИЯФ МГУ-88-012/33, Москва, 1988.

# ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ СЕКЦИИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ

А.С.Алимов, Б.С.Ишханов, Е.А.Макулбеков, К.Ю.Платов, И.М.Пискарев,  
А.В.Тиунов, А.С.Чепурнов, В.И.Шведун

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В основу ускоряющих структур строящегося в НИИЯФ МГУ разрезного микротрона непрерывного действия /1/ положена бипериодическая структура с внутренними ячейками связи /2/. Особенности работы секции линейного ускорителя в непрерывном режиме связаны с высоким уровнем рассеиваемой СВЧ-мощности. В среднем она составляет 15–30 кВт/м. Значительные тепловые нагрузки в секциях приводят к температурным деформациям внутри ускоряющих ячеек и ячеек связи. Вследствие этого происходит деформация структур, приводящая к сдвигу резонансных частот ячеек и возникновению полосы непрозрачности в дисперсионных кривых, а также к неравномерности распределения поля вдоль оси структуры. Все это затрудняет процедуру ввода мощности в секцию, снижает величину эффективного вунтового сопротивления /3/.

В настоящей работе приведены результаты исследований работы секции линейного ускорителя с  $\beta \approx 1$  на высоком уровне СВЧ-мощности. Модельный экстендлер секции состоит из 7 стандартных ускоряющих ячеек и 6 ячеек связи. Возбуждение секции осуществляется через узел ввода мощности, совмещенный с центральной ускоряющей ячейкой. Рабочее колебание со сдвигом фазы  $\pi/2$  на ячейку и резонансной частотой 2450 МГц.

Секция работает при комнатной температуре. Охлаждение производится водой, циркулирующей по 40 параллельным каналам диаметром 4 мм каждый. Каналы просверлены по образующей внешней цилиндрической поверхности секции. Проводка воды осуществляется по 8-м водоводам, составленным из последовательно соединенных 5 соседних каналов. Узел ввода мощности охлаждается двумя отдельными каналами. При общем расходе воды 0.44 л/с скорость воды в канале составляет 3 м/с, а падение давления в секции – 2 атм.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В нее входят пять основных частей: 1 – система СВЧ-питания секции, 2 – система автоматической подстройки частоты АПЧ заданного генератора, 3 – система измерения резонансных частот секции на высоком уровне мощности, 4 – система охлаждения СО и измерения СВЧ-мощности в секции по разности температур воды, 5 – вакуумная система ВС.

Для развязки клистрона от ускоряющей секции был применен ферритовый циркулятор с ослаблением в прямом направлении 0.3 дБ и 20 дБ в обратном.

Измерения характеристик секции проводились при вакууме 10 Па. Во время откачки секции сдвиг резонансной частоты составил  $+750 \pm 50$  мГц. Расход охлаждающей воды в системе поддерживался с точностью 3%. Первоначальная тренировка на высоком уровне СВЧ-мощности заняла приблизительно 40 часов.

На рис. 2 представлены результаты измерений зависимости сдвигов резонансной частоты и разности фаз между волной, идущей в секцию, и колебанием, установившимся в секции, при различных уровнях мощности клистрона. Измерения резонансных кривых при фиксированных значениях мощности производились путем изменения разности фаз между падающей волной и полем в секции (с помощью фазо-

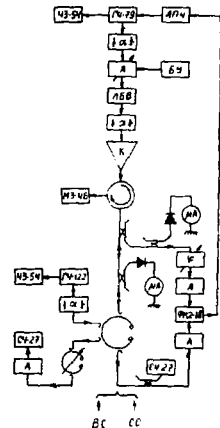


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения характеристик ускоряющей секции.

вращателя (рис. 1)). Система АПЧ позволяла фиксировать частоту в соответствующих точках резонансных кривых.

Характерной особенностью приведенных зависимостей является прогиб левых ветвей и более пологий наклон правых ветвей кривых. Этот эффект обусловлен зависимостью резонансной частоты секции от уровня рассеиваемой мощности, приводящей к тепловой деформации конструкции. В приближении малых деформаций, справедливом для уровней СВЧ-мощности вплоть до 50-60 кВт/м, сдвиг резонансной частоты секции описывается зависимостью

$$f_0(P) = f_0(P=0) + \beta P, \quad (1)$$

где  $P$  - мощность, рассеиваемая в секции. Согласно расчетам для исследованной структуры /4/  $\beta_{теор} \approx 2360$  кГц/кВт/яч.

При работе идеально развязанного и согласованного на резонансной частоте с секцией СВЧ-тракта выделяемая в секции мощность  $P$  на частоте  $f$  определяется соотношением

$$P = P_0 / (1 + Q^2 / f^4 (f^2 - f_0^2)^2), \quad (2)$$

где  $P_0$  - мощность клистрона,  $Q$  - нагруженная добротность секции. Предполагается, что  $P_0 = const$  в области частот, много больших полуширины резонансной кривой.

При постоянной температуре охлаждающей воды на входе секции и постоянной мощности клистрона  $P_0$  резонансная кривая структуры из-за зависимости  $f_0 = f_0(P)$  в первом приближении модифицируется следующим образом:

$$\Delta f = f_0 - f = \gamma P + \xi \sqrt{\frac{P_0 - P}{P}}, \quad (3)$$

$$\text{где } \gamma = \beta + f_0(P=0) \cdot \alpha \frac{0,24}{q}. \quad (4)$$

Второй член в (4) обусловлен нагревом воды при прохождении секции ( $q$  - л/с - расход воды). Коэффициент  $\xi$  в (3) связан с нагруженной добротностью:

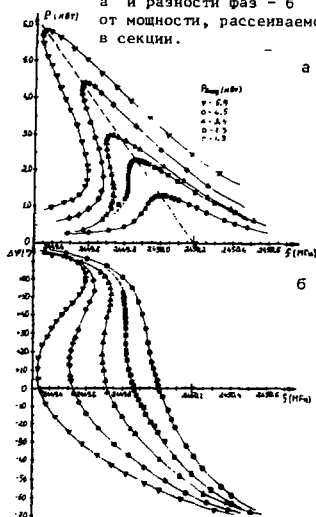
$$\xi = \frac{f_0(P)}{2Q}. \quad (5)$$

Подгонка экспериментальных кривых (рис. 2а) по формуле (3) методом наименьших квадратов позволила определить параметры  $\beta$  и  $\xi$ . Величина  $\beta_{экс}$ , определяющая сдвиг частоты секции на единицу СВЧ-мощности, рассеиваемой в ячейке, составила  $\beta_{экс} = -550 \pm 20$  кГц/кВт/яч. Величина  $\xi = 232,2 \pm 10,1$  кГц.

Экспериментальная оценка сдвига резонансной частоты превышает расчетное значение. Различие связано с тем, что в расчетах не учитывались цели секции в боковых стенках ячеек /4/, затрудняющие теплоотвод и облегчающие деформации.

Следует подчеркнуть, что процесс изменения резонансной частоты секции под действием СВЧ-мощности является достаточно медленным и происходит в нашем случае с постоянной времени  $\tau_c \approx 5$  с. Именно существенное различие постоянной времени АПЧ ( $\tau_c \approx 0,1$  с) и  $\tau_c$  позволило измерить точки кривых  $P = P(f)$  и  $\varphi = \varphi(f)$ , где  $d\varphi/df > 0$ . Для устойчивого функционирования систем автоматического регулирования с  $\tau_c \approx \tau_c$ , например для систем автоматической подстройки частоты секции за счет изменения ее теплового состояния, необходимо избегать попадания рабочей точки на участок  $d\varphi/df > 0$ .

Рис. 2. Зависимость сдвига резонансной частоты - а и разности фаз - б от мощности, рассеиваемой в секции.



Сдвиг резонансной частоты секции определяется сдвигом собственных частот отдельных ускоряющих ячеек. Наряду с этим вследствие тепловых деформаций изменяются и частоты ячеек связи, что приводит к появлению полосы непрозрачности в дисперсионной кривой. Ширина полосы непрозрачности определяется выражением

$$\Delta = \frac{f_c}{\sqrt{1-K_c}} - \frac{f_{ук}}{\sqrt{1-K_{ук}}}, \quad (6)$$

где  $f_{ук}$ ,  $f_c$  — средние значения собственных частот ускоряющих ячеек и ячеек связи,  $K_{ук}$ ,  $K_c$  — коэффициенты связи через ячейку для двух типов ячеек соответственно. Измерения частот дисперсионных кривых проводились для разных  $P_0$  (рис. 2а). Данные, полученные для  $P_0 = 0$ , наиболее точны. Они использовались для оценки  $K_0$ ,  $K_{ук}$ ,  $K_c$  посредством аппроксимации дисперсионной кривой по модели связанных контуров (МСК). Числовые значения коэффициентов  $K_0 = 4.73 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_c = 2.93 \cdot 10^{-4}$ ,  $K_{ук} = -4.46 \cdot 10^{-4}$ . Для других значений мощности  $P_0$  результаты измерений использовались для определения параметров  $f_{ук}$  и  $f_c$  по МСК при фиксированных коэффициентах связи. Ширина полосы непрозрачности изменяется по закону  $\Delta_{расч} = -869 \text{ кгц/кВт/яч}$ , что достаточно близко к расчетной величине  $\Delta_{расч} = -1000 \text{ кгц/кВт/яч}$ . Для получения полосы непрозрачности, близкой к нулю в рабочих условиях, необходимо при настройке секции задавать некоторую положительную полосу непрозрачности  $\Delta > 0$ , чтобы она скомпенсировалась при введении секции в рабочую точку.

Измерения резонансных кривых проводились при различных потоках охлаждающей воды. Группа резонансных кривых на рис. 2 получена при расходе воды  $q = 0.15 \text{ л/с}$ . С увеличением расхода воды сдвиг резонансной частоты при вводе мощности уменьшается и происходит постепенное выравнивание право-левой асимметрии кривых. На рис. 3 представлены зависимости сдвига резонансной частоты ускоряющей ячейки от коэффициента теплопроводности поверхности ячейки за счет изменения потока воды в каналах охлаждения. Сплошная кривая получена теоретически [4]. Экспериментальные точки получены на описанной выше установке при трех фиксированных расходах воды:  $q = 0.15 \text{ л/с}$ ,  $q = 0.32 \text{ л/с}$ ,  $q = 0.48 \text{ л/с}$ .

Влияние рассеиваемой мощности можно уменьшить за счет использования более эффективного охлаждения секции, например, за счет охлаждения межячеечных стенок и наружного охлаждения [5]. Но при этом не происходит качественного изменения наблюдаемого нелинейного эффекта зависимости резонансной частоты от уровня мощности, а лишь возрастает минимальное значение мощности, при котором этот эффект начинает проявляться.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.Алимов и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯФ МГУ (со стояние работ). Препринт НИИЯФ МГУ -88-012/33, Москва, 1988.
2. А.С.Алимов и др. Линейный ускоритель для разрезного микротрона непрерывного действия. — Труды 10 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.1, с.190-192.
3. В.К.Гришин и др. Расчет параметров ускоряющих структур для разрезного микротрона непрерывного действия. Препринт ИФВЭ 84-116, Серпухов, 1984.
4. А.Г.Абрамов и др. Расчет теплового режима ускоряющих структур разрезного микротрона непрерывного действия. Препринт ИФВЭ 85-26, Серпухов, 1985.
5. I.-P.Labrie. IEEE Trans. on Nucl. Sci., v. NS-32, N 5, 1985, p. 2775.

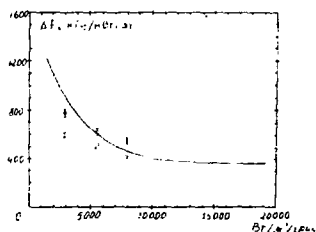


Рис. 3. Зависимость сдвига резонансной частоты ускоряющей ячейки от коэффициента теплопроводности внешней поверхности.

## ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИЯ СОБСТВЕННОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ЧАСТОТЫ СЕКЦИИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

С.Ю.Морозов, А.Ф.Курбатов, А.С.Чепурнов, В.И.Шведунов,  
А.В.Шумаков

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Система, описание которой посвящен данный доклад, разрабатывалась в рамках программы по созданию системы автоматического управления (САУ) разогнанного микротрона НИИЯФ МГУ.

Необходимость разработки и создания системы автоматического регулирования (САР) собственной частоты резонаторных структур ускорителя определяется их физическими свойствами. Для успешного ввода мощности в секцию ускорителя и стабилизации уровня мощности на заданном уровне необходимо постоянно поддерживать секцию в резонансе по отношению к падающей СВЧ-волне. Конструкция системы СВЧ-питания исключает возможность подстройки частоты генератора и требует подстройки собственной частоты секции. В конструкции секции возможность механической подстройки собственной частоты отсутствует, поэтому для подстройки необходимо использовать зависимость собственной частоты секции от температуры. Однако указанная зависимость приводит к колебаниям собственной частоты секции при СВЧ-разогреве секции и (или) при колебаниях температуры охлаждающей воды.

В ускорителе применяются два основных типа резонаторных структур: ускоряющие секции, работающие в различных температурных режимах, при разных уровнях СВЧ-мощности (0-15 кВт), и резонаторы круговой развертки (РКР) вместе с группирователем, установленные в линии формирования эмиттанта пучка. Последние работают при малых уровнях мощности, что исключает сильные возмущения, связанные с СВЧ-разогревом. Таким образом, можно использовать два способа контроля резонанса: контроль температуры охлаждающей воды на выходе резонаторных структур (способ сильно инерционный из-за транспортного запаздывания) и контроль разности фаз между падающей СВЧ-волной и СВЧ-полем в секции (маломанерционный способ). Уход из резонанса приводит к появлению большой отраженной волны, что недопустимо для СВЧ-усилителей. Требования к уровню отраженной волны и стабильность поля в секции определяют необходимую точность САР собственной частоты не более 2.8 кГц при частоте опорного сигнала 2450 МГц. Это соответствует стабильности температуры 0.1°C и сдвигу фазы около 0.1°.

Соответственно были разработаны две САР: система автоматического регулирования температуры охлаждающей воды для линии прерывателя-группирователя и система автоматического регулирования разности фаз для ускоряющих секций. Блок-схема системы стабилизации температуры представлена на рис. 1. Вода из внешнего контура охлаждения поступает в электрические нагреватели-ТЭН, управляемые тиристорным регулятором-РТН, далее по системе труб, вызывающих транспортное запаздывание в системе, вода поступает в РКР. Сигнал температуры воды, измеряемый термосопротивлением-ТСМ, через устройство нормализации сигнала-УН поступает на вход регулятора САР. Объект управления в системе стабилизации фазы состоит из аналогового системы стабилизации температуры нагревателя воды и датчика СВЧ-фазы - фазового детектора. Стабилизируемым параметром является сигнал разности фаз, который удерживается системой вблизи нулевого значения.

Выбор моделей указанных САР проводился на основе реакции объекта на единичный шаг, т.е. на основе переходных характеристик объекта (рис. 2). При исследовании этих характеристик объекта регулирования оказалось, что его можно описать моделью аperiodического звена второго порядка с запаздыванием.

Определение параметров настройки ПИ-регулятора проводилось методом Д-разбиений. Ценность этого метода заключается в том, что он позволяет сразу найти точные границы области устойчивости на плоскости параметров системы или регулятора. Это особенно важно в случае, когда эта область мала, что характерно для систем с запаздыванием. Кроме того, этот метод легко модифицировать для вычисления областей наименьшей колебательности. Программа на основе этого метода вычисляла, а затем строила на графическом дисплее области с различными степенями устойчивости и колебательности в плоскости параметров ПИ-регулятора: коэффициента пропорциональности  $K_p$  и  $1/T_{инт}$ , где  $T_{инт}$  — постоянная времени интегрирования (рис. 3).

Для исследования объекта регулирования, проверки созданных САП, реализации математических алгоритмов идентификации и исследования устойчивости был создан измерительно-вычислительный автоматизированный комплекс. Ядром его является микроЭВМ ДВК-2М (рис. 4). Для связи физических объектов с микроЭВМ использовалась аппаратура КАМАК. С помощью этого комплекса изготовленные САП подвергались всестороннему исследованию. Изучались динамические характеристики: устойчивость, колебательность при различных параметрах ПИД-регулятора и объекта. В результате было установлено, что оптимальная переходная характеристика замкнутой системы реализуется при теоретически найденных параметрах регулятора. Проводились длительные измерения контролируемого параметра с исследованием его статистических характеристик (среднее, дисперсия, максимальные, минимальные значения). В реальном времени на внешние носители фиксировались статистические характеристики до 800 выборок по 100 значений; общее время измерения — до 20 часов.

Статистические измерения показали, что разброс по максимальным, минимальным значениям  $0,1^\circ\text{C}$ , по средним значениям  $< 0,06^\circ\text{C}$ . Аналогичные измерения в системе стабилизации разности фаз показали, что отклонение фазы не превышает  $1,0^\circ$  по максимальным отклонениям и  $0,5^\circ$  по средним значениям.

Блок-схема стенда для исследования САП СВЧ-питания.

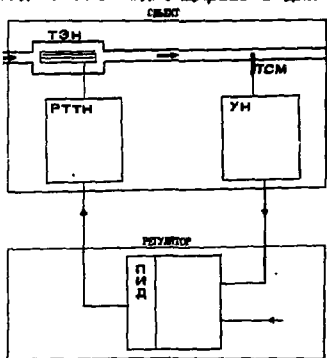


Рис. 1

Структурная схема автоматической системы стабилизации температуры охлаждающей воды РКР.

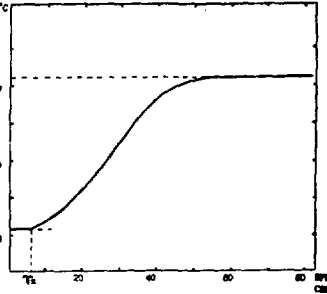


Рис. 2

Переходная характеристика объекта регулирования автоматической системы стабилизации температуры.

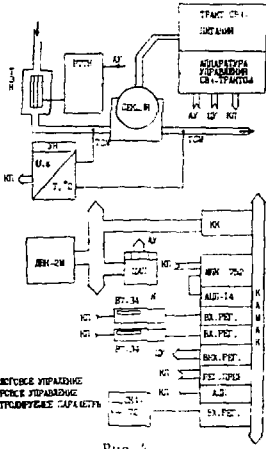


Рис. 4

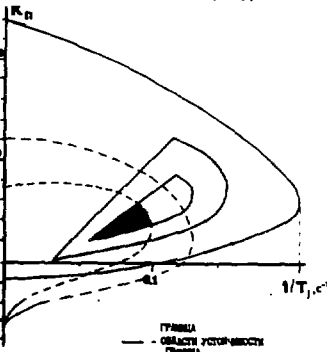


Рис. 3

Характерный вид областей различной степени устойчивости и колебательности, вычисленные методом Д-разбиений.

## СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ РЕЗОНАТОРОВ И УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР ИЗ НИОБИЯ

К.П. Вахрушин, В.Л. Смирнов, Б.А. Соколов, Е.К. Сорокин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
имени Д.В. Фирсова, Ленинград

В последние годы в технике ВЧ-сверхпроводимости достигнут заметный прогресс. Полномасштабные сверхпроводящие резонансные структуры, изготовленные как в лабораторных, так и промышленных условиях, стали стабильно выдерживать ускоряющие ВЧ-поля 5-6 МВ/м в непрерывном режиме при омических потерях мощности, экономически оправдывающих их применение. Хотя указанные поля составляют менее 15% теоретического предела по магнитному полю для ниобия, они в несколько раз превышают темп ускорения в непрерывном режиме для традиционных "теплых" структур. Непрерывный режим работы в сочетании с потребляемой ВЧ-мощностью (несколько киловатт на метр структуры), большой инерционностью сверхпроводящих резонаторов (СНР) позволяет достигнуть высокой моноэнергетичности ускоренного пучка и наиболее просто реализовать режим его многократного ускорения в той же структуре.

Именно с помощью СНР планируется достичь максимальных проектных энергий в таких крупных ускорительно-накопительных комплексах, как LEP ( CERN ), HERA (ФРГ) и TRISTAN (Япония) /1/.

Для ядерной физики на базе СНР сооружаются мощные линейные ускорители электронов с 4-кратной циркуляцией пучка: SEBAF на энергию 4-6 ГэВ в США /2/ и радиотрон на энергию 130 МэВ в ФРГ. Проект аналогичного ускорителя на энергию 2-4 ГэВ разрабатывается во Франции /3/.

Положительные результаты экспериментов с лазерами на свободных электронах - FEL, полученные на первом в мире действующем сверхпроводящем линейном ускорителе-рециклотроне на энергию 230 МэВ в Стэнфорде (США), стали основой проекта сверхпроводящего резонансного ускорителя для FEL с выходной мощностью ~ 1 кВт /4/.

В Аргоннеско и Stony Bryk в лабораториях США действуют сверхпроводящие линейные ускорители тяжелых ионов. Порядка семи ускорителей подобного типа разрабатываются или проектируются /5/.

Причинительно к ускорителям заряженных частиц два параметра СНР имеют наибольшее значение. Это собственная добротность -  $Q_0$ , определяющая омические потери ВЧ-мощности и, следовательно, тепловую нагрузку на кридкий генератор, и предельная величина ускоряющего ВЧ-поля, которая может быть возбуждена в резонаторе без чрезмерного удлинения  $Q_0$ . Проблема изготовления СНР с  $Q_{00} \geq 1 \cdot 10^8$  была решена еще в начале 70-х годов во всем используемом частотном диапазоне от 100 до 3000 МГц. При этом в СНР на  $f \leq 500$  МГц  $Q_0 \sim 1 \cdot 10^8$  достигается при  $T = 4,2$  К, а на  $f \geq 1500$  МГц - при  $T \leq 2$  К.

Основной проблемой в СНР по-прежнему остается эффект ограничения по полю. Он может возникать по трем причинам:

1. Ограничение из-за резонансного высокочастотного джардинга (квантизации). Это ограничение удачно преодолено с помощью выбора формы резонатора - эллиптической или эллиптической.

2. Ограничение из-за электронной нагрузки, вызванное эмиссией электронов электрическим полем на поверхности. Показано, что эмиссия полей становится критической лишь при электрических полях на поверхности выше 15 МВ/м и мо-

жет быть уменьшена с помощью бомбардировки ионами гелия ("процессинга") или другими способами очистки поверхности /6/.

3. Ограничение из-за магнитно-теплового "срыва" сверхпроводящего состояния. Это ограничение является определяющим.

Был выдвинут ряд гипотез для объяснения этого явления. Согласно общепринятой модели /7/ на поверхности ниобия имеются дефекты, представляющие собой поры, микротрещины или частички пыли. Электросопротивление дефекта гораздо выше, чем сверхпроводящего ниобия. Вследствие повышенных омических потерь температура дефекта выше, чем окружающей поверхности. При увеличении ВЧ-поля растут потери на дефекте и, следовательно, температура дефекта и прилегающей области. При предельных ВЧ-полях она становится выше критической температуры ниобия и вокруг дефекта образуется локальная область с нормальной проводимостью. При этом, если теплопроводность ниобия недостаточна, то происходит разрушение сверхпроводящего состояния всей поверхности (магнитно-тепловой срыв).

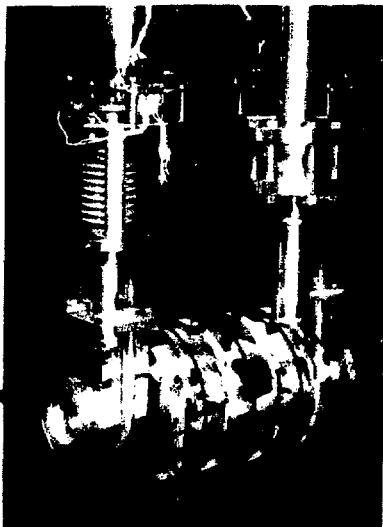
Как следует из "дефектной" модели "срыва", достижение высокого темпа ускорения в СПР связано как с устранением источников дополнительных тепловыделений, так и с улучшением условий теплоотвода. Прогресс в данной области и был достигнут, в основном, вследствие использования ниобия с высокой теплопроводностью, повышении качества финишной обработки и сборки СПР в криостате, улучшения технологичности конструкций. В настоящее время изготовление СПР освоено промышленными фирмами в Европе и в США. Технология изготовления СПР из высококачественного листового ниобия, обеспечивающих темп ускорения до  $10^9$  5 МэВ/м при  $Q_0 \geq 1 \cdot 10^9$ , достаточно отработана.

Применительно к ускорителям электронов ускоряющая структура представляет собой, как правило, отрезок диафрагмированного волновода из  $\pi$ -типа коаксиальной. Кроме применены для структуры пучок сферической или эллиптической формы, прогрессу в достижении высоких высокочастотных пиковых токов структуры во многом способствовал перенос ввода мощности на заградительную иловую трубку в область относительно слабых электромагнитных полей. Следует отметить, что впервые такая конструкция была применена в ИИЭА в виде литонидной сетки насад при изготовлении секции захвата /8/. В ряде случаев на критической трубке размещаются также выводы мощности высших мод, воздушных конденсаторов, и элементы подстройки частоты.

Основные усовершенствования, внесенные в технологии изготовления за последние годы, следующие. Используется ниобий повышенной теплопроводности. Электронно-лучевая сварка осуществляется без обезжелезивания при минимальном прогреве. Лазерная полировка выполняется с использованием особо чистых реактивов, промывка - с помощью обезжележенной деминерализованной воды с высокой удельной сопротивляемостью (до 16 Ом.см). Работы, особенно финишная промывка, сушка и сборка, выполняются в обезжележенной атмосфере. На готовой структуре осуществляется температурная закалка для выплевывания и устранения токовых дефектов, ответственных за магнитно-тепловой срыв сверхпроводящего состояния. В настоящее время работы по совершенствованию как принятой технологии, так и разработки новых активно продолжаются. Примером такого усовершенствования, уже начатого на объекте промывки, является разработанный в Корнелле (США) способ обработки ниобия в азотной кислоте. Она позволяет повысить СВЧ и теплопроводность коммерческого реакторного ниобия и существенно поднять предельные значения поля (вплоть до 15,3 МВ/м).

В ИИЭА сооружается экспериментальная двухмиллиметровая ускорительная трубка на энергии 5 МэВ (МЭС-5), на базе которого планируется освоить технологию, связанную с созданием сверхпроводящих литонидных ускорителей, включая технологию производства ответственного ниобия высокой чистоты, созданный высококачественного





технологического оборудования и экспериментальной базы для комплексного исследования. Первые испытания секции захвата ЛУЭС-5 были выполнены в 1976 г./8/.

Рис.1. Секция захвата с элементами связи.

Рис.2. Подсекция основного ускоряющего волновода после ЭЛС.

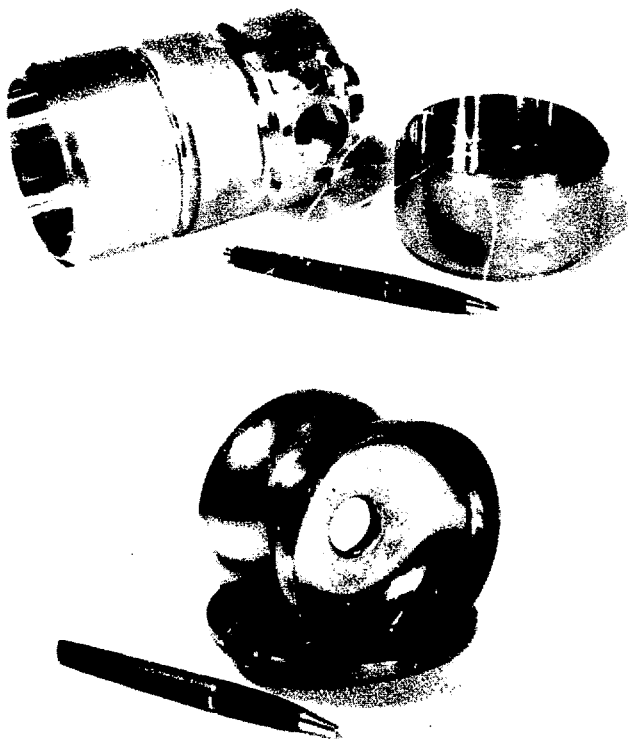


Рис.3. Симметричная линза из листового металла.

Она представляет собой СФР с двумя полными  $\pi$ -точками и двумя полувечка-ми, рабочая частота 2,8 ГГц, фазовая скорость волны составляет 0,7 от скорости света. Материал - ниобий с величиной  $Q_{00} \sim 10$ . Входной и выходной элементы связи расположены на прокатных трубках (рис.1). Лучшие результаты попыток: добротность  $2 \cdot 10^6$  ( $1,05 \text{ К}$ ), прирост энергии ускоренных электронов 0,3 МэВ в непрерывном режиме (уменьшенное поле  $E_{acc} = 5 \text{ МВ/м}$ ) и 0,45 МэВ в режиме мейндр ( $E_{acc} = 8 \text{ МВ/м}$ ) при длительности импульса  $\sim 100 \text{ нс}$  /9/.

В середине 80-х годов в Государственном институте радионаталической промышленности (Гиредмет) было освоено производство слитков ниобия с величиной  $Q_{00} \sim 300 \dots 1000$ . На однокном  $E_0$  резонаторе (2,8 ГГц), изготовленном из чистого металла, была получена собственная добротность  $2,5 \cdot 10^6 / 10$ . В настоящее время из этого же металла изготавливаются основные усложненные схемы ЛУС-5. Первые сваренные электронно-лучевой сваркой ички структуры показаны на рис.2. С появлением в последние годы листового ниобия с величиной  $Q_{00} \sim 300$  в ИИТЭА начата работа по изготовлению структуры по технологии, принятой ранее за рубежом и отработанной выше (рис.3).

Электронно-лучевой сварки резонаторов и усложненных структур длиной до 0,5 м из ниобия выполняются на электронно-лучевой установке при напряжении 25-30 кВ, токе 20-30 мА и диаметре луча 0,3-3 мм в вакууме  $(1-5) \cdot 10^{-6} \text{ Торр}$ . Возможны режимы сварки деталей как снаружи со 100%-ным проваром, так и внутри через апертуру диска с глубиной провара  $\sim 0,5 \text{ мм}$ .

Отжиг ниобиевых изделий осуществляется в вакуумной индукционной установке СВЭИ-1 с полым объемом  $\phi 120 \times 400 \text{ мм}$ . Основное давление в рабочей камере  $(1-2) \cdot 10^{-9} \text{ Торр}$ . При  $T = 800^\circ\text{C}$  отжиг проводится в вакууме и выше  $1 \cdot 10^{-6} \text{ Торр}$ , при  $T = 800-1300^\circ\text{C}$  - не хуже  $5 \cdot 10^{-6} \text{ Торр}$ . Установка СВЭИ-1 предназначена для отжига ниобиевых изделий в парах иттрия.

Обработка рабочих поверхностей СФР осуществляется новым методом химического полирования. Вместо с тем, поскольку при электрохимическом полировании формируются более гладкие и чистые поверхности, совместно с Самаркандским государственным университетом им.В.Ленина мы продолжим сотрудничество этот метод обработки.

Основной задачей, требующей решения, является повышение чистоты коллимированных пучков, промышленных и освоенных мейндров и обеспечение свободи СФР в промышленности в обеспеченной атмосфере.

#### Литература

1. Lengeler H. Труды XII Международной конференции по ускорителям высокой энергии. Новосибирск, Наука, 1987, т.2, с.8.
2. CEBAF. Design Report. Newport News, Virginia, USA, 1986.
3. Mosnier A. et al. Proceedings of the 1987 IEEE Particle Accelerators Conference. Washington. V.2, p.863.
4. Rohatgi R. et al. см./3/, p.230.
5. Bollinger L.M. Nucl. Instr. and Methods, 1986, A244, No 1, p.246.
6. Padamsee H. et al. IEEE Trans.Magnetic, MAY-19, 1983, p.1308.
7. Padamsee H. Proceedings of the Workshop on RF Superconductivity. Karlsruhe, 1980, p.145.
8. Вахрушин Ю.П. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: физ. инж. ускорителей. Харьков, АИИ, 1977, вып.4, с.8.
9. Волков Э.В. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям высоких частот, Дубна, 16-18 октября 1984. Олм, дубна, 1985, т.1, с.176.
10. Волков А.А. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям высоких частот, Дубна, 16-18 октября 1984. Олм, дубна, 1985, т.1, с.181.

## РАБОТЫ ПО СООРУЖЕНИЮ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ ИИИ АН СССР

С.К.Есин, Л.В.Кравчук, П.Н.Остроумов, Ю.В.Сеничев, В.Л.Серов  
Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В.Г.Андреев, Ю.Д.Иванов, Г.П.Мурин, Н.И.Уксусов, А.П.Федотов  
Московский радиотехнический институт АН СССР, Москва

### 1. Введение

На линейном ускорителе мезонной фабрики ИИИ АН СССР с проектной энергией 600 МэВ и средним током 0,5 - 1,0 мА идут наладочные работы. В докладе представлены результаты, полученные со времени публикации предыдущего доклада [1]. Приведены результаты исследования пучка в канале инжекции (энергия 0,75 МэВ), данные по наладке основных систем начальной (энергия 100 МэВ) и основной (энергия 600 МэВ) частей ускорителя, результаты по ВЧ-возбуждению первого резонатора и ускорению протонного пучка в нем до энергии 20,5 МэВ.

### 2. Инжектор и канал транспортировки

Для наладки и исследования динамики протонного пучка с энергией 0,75 МэВ на канале транспортировки используются две станции наблюдения на выходе первого и второго прямолинейных участков канала. Каждая станция включает токоприемную пластину, сканирующие щели, многоламельный коллектор и цилиндр Фарадея. Кроме того, в канале установлены кварцевая пластина с координатной сеткой для визуального наблюдения пучка, индукционный датчик тока, проволочный сканер для измерения профиля пучка, измеритель энергии и фазовый анализатор.

Измерительные устройства связаны с АСУ ускорителя. Разработано программное обеспечение для сбора и обработки результатов измерений.

Сигналы с датчиков пучка подаются на блок аналогового опроса УСО и считываются ЭВМ СМ-4. предусмотрена возможность измерения как тока пучка, так и заряда путем интегрирования импульса тока пучка или его части.

Измеритель энергии выполнен на основе двух резонаторов группирователя. Первый резонатор используется как группирователь, второй - как датчик гармоники тока пучка. Сигналы из резонаторов подаются на фазовый детектор, на выходе которого сигнал пропорционален разности фаз полей в резонаторах и, в линейном приближении, относительному разбросу по энергии  $\frac{\Delta W}{W}(\tau)$ . В стадии наладки находится монитор для автоматизированного измерения фазового спектра сгруппированного пучка.

Отлажена методика настройки канала транспортировки, которая заключается в измерении поперечных фазовых параметров пучка на выходе инжектора, оптимизации фокусирующих полей, измерении параметров пучка вдоль канала и повторной оптимизации, если это необходимо. На рис.1 показана расчетная огибающая пучка для оптимальных значений фокусирующих полей и приведены их экспериментальные значения. При импульсном токе пучка 150 мА (включающем ионы  $H_2^+$ ) на выходе первого прямолинейного участка на входе первого резонатора зарегистрирован ток 11С мА с диаметром пучка около 4 мм. На рис.2 приведен эмиттанс,

зависимость доли тока пучка от эмиттанса и профиль пучка на выходе первого прямолинейного участка канала транспортировки. В пределах нормализованного эмиттанса  $0,15 \text{ П} \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$  содержится около 80 мА тока пучка, включающего ионы  $\text{H}_2^+$ .

### 3. Начальная часть ускорителя

Резонаторы с тросками дрейфа. Наладочные работы выполняются на первом, третьем, четвертом и пятом резонаторах. Второй резонатор временно отодвинут и на его месте расположен измерительный канал, оснащенный аппаратурой для измерения параметров пучка на выходе первого семнадцатиметрового резонатора (энергия 20, 45 МэВ).

Осуществлена радиотехническая настройка резонаторов, результаты которой приведены в таблице. Полученная неравномерность распределения поля вдоль резонатора укладывается в проектное значение.

Таблица

Номер резонатора	1	3	4	5
Добротность (в скобках указано проектное значение)	63000 (70000)	52000 (50000)	48000 (45000)	37000 (40000)
Среднеквадратическая неравномерность поля на длине резонатора, %	1,0	0,6	0,7	1,1
Разделение соседних типов колебаний (МГц)				
- до стабилизации	0,08	0,22	0,25	1,14
- после стабилизации	0,90	1,27	1,31	
Коэффициент стабилизации распределения поля	27	23	17	

Коэффициент стабилизации распределения поля, осуществляемой стабилизирующими стержнями, определяется по формуле

$$K_{CT} = (\overline{\sigma}_E / \Delta f) / (\overline{\sigma}_E^* / \Delta f^*),$$

где  $\overline{\sigma}_E$ ,  $\overline{\sigma}_E^*$  - среднеквадратические отклонения среднего по ускоряемому зазору ВЧ-поля нестабилизированного и стабилизированного резонатора соответственно,  $\Delta f$ ,  $\Delta f^*$  - соответствующие частотные возмущения. Для пятого короткого (длина 6,4 м) согласующего резонатора стабилизирующие стержни не потребовались.

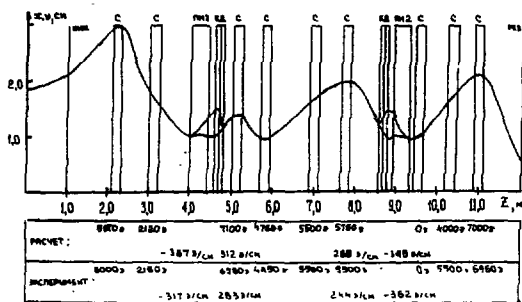
Методика и результаты радиотехнической настройки приведены в работе /2/.

На резонаторах 1,3,4,5 проведены наладочные работы. Среднеквадратические отклонения тросок дрейфа в плане и по высоте на настоящий момент составляют 50 - 100 мкм при проектном значении 50 мкм.

ВЧ-генераторы и возбуждение первого резонатора. Выполнена комплексная наладка двух мощных ВЧ-каналов усиления (выходной каскад на триоде ГИ-34А) на частоте 198,2 МГц при работе на эквивалент нагрузки с номинальным уровнем мощности. На рис.3 представлена зависимость выходной импульсной мощности от анодного напряжения.

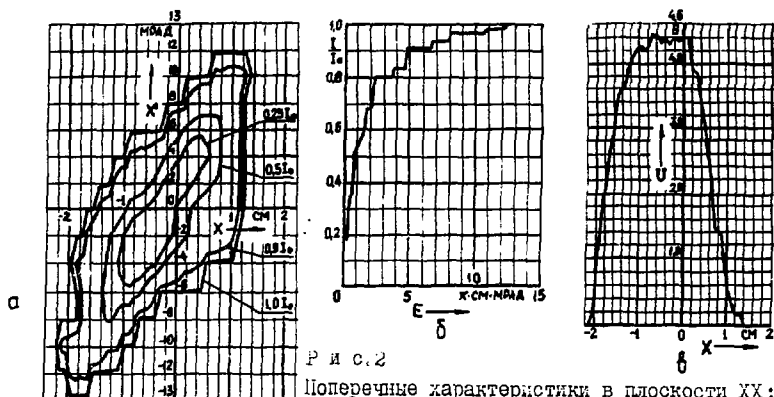
Проведены испытания двух маломощных ВЧ-каналов усиления при работе на резонаторы группирователя в условиях нагрузки пучком. Отлажены алгоритмы автоматизированного управления каналами усиления, получены рабочие значения коэффициентов стабилизации по амплитуде и фазе поля около 50.

В ходе ВЧ-тренировки первого ускоряемого резонатора вторично-электронный резонансный разряд легко преодолевался, но при значениях поля 0,7 + 0,9 от номинального уровня возникали интенсивные пробои, сопровождающиеся увеличением мощности дозы рентгеновского излучения на внешней поверхности резонатора в доли-оде первых тросок дрейфа до 1 мкЗ/с при частоте повторения импульсов 1 мкс/с.



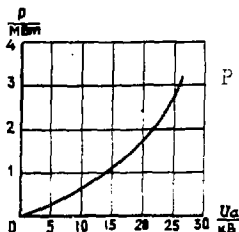
Р и с. 1

Огибающая пучка в канале транспортировки. Ток пучка инжектора 210 мА. ПМ1, ПМ2 – поворотные магниты, С – соленоиды, КД – квадрупольные дублеты.



Р и с. 2

Поперечные характеристики в плоскости ХХ: а) огибающая пучка; б) зависимость доли тока пучка от эмиттанта; в) профиль пучка.



Р и с. 3. Длинульная мощность канала ускорения (калориметрические измерения).

Р и с. 4. Технологический процесс наладки резонаторов основной части ускорителя.

- Проверка на герметичность
- Измерение длины секции, предварительная их установка
- Выравнивание и стабилизация распределения ускоряющего поля
- Подстройка рабочей частоты
- Соединение с волноводным трактом
- Измерение радиометрических параметров
- Расчет продольного подмагничивания секции по давлению Т-процедуре
- Монтаж высоковольтного
- Точная подстройка секции
- Получение рабочего вакуума
- Тренировка на высоком уровне ЗЧ-мощности
- Настройка по пучку (давление Т-процедура)

давление остаточного газа при тренировке составляло  $P = 10^{-5} \div 10^{-4}$  Па. При вскрытии резонатора выяснилось, что пробой инициировался остатками металлической пыли внутри резонатора (в основном кальций, медь, железо). После тщательной повторной полировки первых 10 трубок дрейфа и выполнения условий вакуумной гигиены в течение одного часа был превзойден номинальный уровень поля в резонаторе 1,2 мВт. В отсутствие возбуждения квадрупольных линз трубок дрейфа имелись пропуски импульсов из-за действия вторично-электронного резонансного разряда. При возбуждении линз пропусков не наблюдается.

Транспортировка пучка через первый резонатор. Для проверки полярности включения 89 квадрупольных линз в трубках и полутрубках дрейфа пучок протонов с энергией 0,75 МэВ транспортирован через первый резонатор без ВЧ-возбуждения. При проводке низкоэнергетического пучка аксептанс фокусирующего канала существенно уменьшается. Для увеличения доли транспортируемого тока поперечный аксептанс резонатора оптимизирован на энергию пучка 0,75 МэВ. Для этого установлены следующие значения градиентов фокусирующих линз:

$$G_i \approx G_{oi} (\beta_{инж} / \beta_i)^{0,6}, \quad i = 1, 2 \dots N.$$

Здесь  $i$  – номер фокусирующей линзы,  $G_{oi}$  – проектное значение градиента фокусирующей линзы,  $\beta_i$  – скорость равновесной частицы,  $\beta_{инж}$  – скорость инжектируемого пучка. Пучок с импульсным током 8 мА транспортирован через резонатор практически без потерь. В режиме ускорения с включенным вторым резонатором группирователя зарегистрирован ток ускоренных протонов 15 мА при захвате 50%.

#### 4. Основная часть ускорителя

Резонаторы. В туннеле ускорителя смонтирована ускоряющая система основной части, состоящая из 27 резонаторов с шайбами и диафрагмами (108 секций, 61 мостовое устройство). Каждый девять резонаторов составляют 1, 10, 3 сектора.

Высокие требования к точности радиотехнических параметров и взаимосвязь различных этапов наладки ускоряющей системы потребовали разработки специальной методики и процедуры настройки резонаторов [3]. В результате настройки 18 резонаторов секторов 1 и 10 получены следующие параметры: рабочая частота  $990,6 \pm 0,03$  МГц при температуре  $20^\circ\text{C}$ ; разности уровней поля в соседних секциях не более 0,5%; наклон поля по длине резонатора не более 0,05%; коэффициент стоячей волны на входе волноводного тракта в резонатор не более 1,5. Эти параметры удовлетворяют требованиям динамики пучка и совместной работы резонатора с каналом ВЧ-питания и системами авторегулирования. Проверка работоспособности технологических операций наладки ускоряющей системы приведена на рис. 4.

Выполнен расчет динамики пучка при проведении настройки ускорителя разорванным методом ( $\Delta T$  – процедура) с учетом реальных длин секций и распределения ускоряющего поля по резонаторам, и получены значения корректировки продольного положения ускоряющих секций для 16 резонаторов.

Система ВЧ-питания. Завершен монтаж системы ВЧ-питания, состоящей из 33 каналов усиления. Выполнена автономная наладка радиоэлектронного оборудования системы ВЧ-питания и авторегулирования 22 каналов усиления. Осуществлена комплексная наладка на высоком уровне мощности генераторов, модуляторов и системы АРЧ трех каналов усиления.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.П. Андреев и др. Состояние сооружения синхротронного линейного ускорителя московской мезонной фабрики Института ядерных исследований АН СССР. Труды 4 всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. СМД, 49-67-103, Москва, 1967, т.1, с.175.
2. Ju.V. Bylinsky et al. Meson – Factory Accelerating Structure Tuning. The I EPAC Conference. Rome. June 3-7, 1988.
3. С.А. Дзинь, С.В. Исаченко, Л.В. Кравчук и др. Радиотехническая настройка четырехсекционных ускоряющих резонаторов. Настройка, сборник, т.1, с.501.

## СООРУЖЕНИЕ В ИТЭФ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ "ИСТРА-56"

В.А.Андреев, В.С.Артемов, А.И.Балабин, Р.М.Венгров, И.М.Капчинский, Л.В.Карцев, А.М.Козодаев, А.А.Коломиец, В.С.Косьяк, Р.П.Куйбыда, В.В.Куракин, В.В.Куштин, Н.В.Лазарев, И.М.Липкин, А.А.Никитин, Б.И.Поляков, А.М.Раскопин, Н.И.Рябаков, В.С.Скачков, Ю.Б.Стасевич, С.Б.Угаров, И.В.Чувило

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В ИТЭФ в течение ряда лет ведутся теоретические и экспериментальные исследования ускоряющих структур с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ), а также фокусирующих каналов с магнитно-твердыми квадрупольями [1-3]. Полученные результаты легли в основу проекта сооружаемого в настоящее время импульсного линейного ускорителя протонов на энергию 56 МэВ - "Истра-56".

В основе структурной схемы ускорителя лежит использование секции с ПОКФ в начальной части (НЧ) и цилиндрических резонаторов, нагруженных трубками дрейфа с магнитно-твердыми квадрупольями, - в основной части (ОЧ). ОЧ возбуждается на вдвое более высокой радиотехнической частоте (297 МГц), чем НЧ (148,5 МГц). Такой двухчастотный ЛУ обеспечивает достаточно большой средний темп ускорения (около 2 МэВ/с) при высоком значении предельного тока, низкой энергии инжекции и большой величине захвата частиц в процессе ускорения.

Основные параметры ускорителя "Истра-56" приведены в таблице. Ускоренный ток пучка 150-200 мА в импульсе длительностью 30 мкс, частота повторения импульсов 1 Гц.

НЧ спроектирована с учетом опыта расчета, сооружения и эксплуатации предварительного варианта начальной части (рис.1), запущенной в 1982 году [3-6]. Максимальный импульсный выходной ток этой установки равен 250 мА. В выходном пучке доля частиц, ускоренных до расчетной энергии 3 МэВ, составляет 95%. В диапазоне токов от 0 до 100 мА потери частиц отсутствуют. При дальнейшем увеличении тока пучка потери возрастают и при выходном токе 200 мА достигают 30%. Эмиттанс пучка при токе 100 мА увеличивается в процессе ускорения в 2,1 раза. Полученные экспериментальные данные близки к ожидавшимся, что подтвердило правильность методов расчета и основных решений, принятых при сооружении установки.

В конструкции НЧ ускорителя "Истра-56" сохранены решения, хорошо себя зарекомендовавшие в предварительном варианте начальной части:

- структура с ПОКФ реализуется в виде четырехэлектродной модулированной линии, запитываемой от четырехкамерного Н-резонатора;
- электроды выполнены в виде медной полосы, ограниченной в поперечном сечении полукруглостью постоянного по всей длине радиуса (такие электроды просты в изготовлении и практически не отличаются от идеальных по параметрам формируемого ими фокусирующего поля);
- согласование инжектируемого пучка с ускорителем обеспечивается применением входного раструба, на длине которого жесткость фокусировки изменяется по

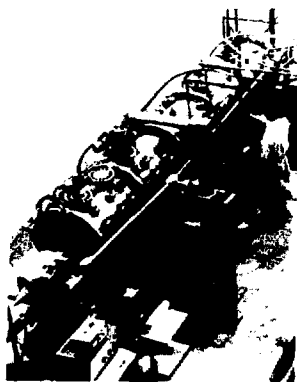


Рис.1. Общий вид действующей секции с ПОКФ - предварительного варианта НЧ.

Т а б л и ц а

## Основные параметры ускорителя "Истра-56"

Параметр	Единицы измерения	Начальная часть	Основная часть		
			1 резонатор	2 резонатор	3 резонатор
Энергия на входе	МэВ	0,089	3,0	10	36
Энергия на выходе	МэВ	3,0	10	36	56
Длина волны ВЧ-поля	м	2,02	1,01	1,01	1,01
Тип волны	-	H <sub>211</sub>	E <sub>010</sub>	E <sub>010</sub>	E <sub>010</sub>
Тип фокусировки	-	ПОКФ	магнитотвердые квадрупольи		
Длина резонатора	м	4,57	3,86	11,64	9,15
Диаметр резонатора	см	44,9	65,0	63,0	58,0
Диаметр трубок дрейфа	см	-	10,0	8,5	8,5
Количество трубок дрейфа	-	-	$\frac{1}{2}+33+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}+54+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}+29+\frac{1}{2}$
Коэффициент зазора	-	-	0,180-0,254	0,179-0,289	0,239-0,292
Коэффициент модуляции	-	1,00-1,74	-	-	-
Диаметр пучковой апертуры	см	8,11-1,54	1,2	1,6	2,4
Длина квадрупольных линз	см	-	5	10;15	15
Градиенты полей в квадрупольях	кГс/см	-	6,00-5,00	3,23;2,36	2,36
Синхронная фаза (абсолютн.знач.)	град	90-35	50-37	37-30	30
Фактор пролетного времени	-	0,000-0,390	0,812-0,854	0,902-0,840	0,879-0,830
Амплитуда колебаний импульсов	%	2,32 в конце НЧ	4,00-1,86	1,86-0,84	0,84-0,65
Продускная способность канала	см.мрад	1,28	0,63-0,83	1,48-1,73	3,91-4,00
Макс.знач.среднего тока за импульс при фаз. плотности I А/см.мрад	мА	200	250	520	1490
Номинальное значение импульсной мощности ВЧ-потерь в меди	МВт	0,44	0,43	1,11	1,07
Импульсн. ВЧ-мощн., затрачиваемая на ускорение пучка величиной 150 мА	МВт	0,44	1,09	3,90	3,00

закону, предложенному в работе [5];

- ввод ВЧ-мощности осуществляется через петли связи, размещенные в каждом из четырех квадрантов и соответствующим образом сфазированные [3], что позволяет надежно подавлять дипольные моды.

Ускоряющий канал НЧ имеет 154 полупериода продольной синусоидальной модуляции электродов и состоит из участков согласования (длиной 37,8 см), группировки (172 см) и основного ускорения (245 см). Согласующий растроб занимает первые 14 см длины участка согласования. Среднее расстояние между противоположными электродами уменьшается на длине растроба с 81 до 21 мм и далее остается постоянным. Перекрытие эллипсов, представляющих аксептансы на входе согласующего растроба во всем диапазоне фаз ВЧ-поля, достигает 95% (при фазовой



плотности пучка  $1 \text{ А/см.мрад}$ ), в то время как на входе регулярной части оно составляет всего 23%. Амплитуда ВЧ-напряжения между соседними электродами выбрана равной 185 кВ, что соответствует максимальной напряженности поля на поверхности электродов 250 кВ/см.

Резонатор НЧ выполнен из триметалла (медь, сталь, нержавеющей сталь). Он одновременно выполняет функции вакуумного кожуха и состоит из 6 секций. На рис.2 показана первая секция в процессе сборки, на рис.3 - общий вид НЧ.



Рис.2. Первая секция НЧ в процессе сборки.



Рис.3. Общий вид НЧ.

В конструкции резонатора предусмотрены широкие возможности по настройке, откату и ВЧ-возбуждению. В теле электродов предусмотрены каналы для водоохлаждения.

Перевод частиц из НЧ в ОЧ происходит при энергии протонов 3 МэВ. Согласующий канал, преобразующий продольный и поперечный фазовый объем, имеет длину около 0,2 м и включает в себя однозакорный группирователь, возбуждаемый на волне 1,01 м, и участок дрейфа с квадрупольными линзами.

ОЧ ускорителя "Истра-5С" состоит из трех резонаторов, которые будут располагаться вплотную друг к другу и составлять единый вакуумный объем. Резонаторы изготавливаются из триметалла. Использование в ОЧ магнитно-твердых квадрупольных полей позволяет исключить затраты мощности на фокусировку, упростить термостатирование трубок дрейфа и уменьшить их внешний диаметр. Амплитуда среднего поля на оси равна 30 кВ/см, напряженность поля на поверхности трубок дрейфа не превышает 225 кВ/см.

В настоящее время ведется подготовка первого резонатора ОЧ. Он несет на себе съемную жесткую балку, к которой крепятся штанги трубок дрейфа (рис.4). Балка вместе с трубками дрейфа может сниматься с резонатора и ставиться обратно без нарушения юстировки трубок. Такая конструкция обеспечивает при необходимости мобильную замену блоков трубок дрейфа. Приведена предварительная настройка резонатора с макетами трубок дрейфа, получен высокий вакуум, введена номинальная ВЧ-мощность. Изготавливаются второй и третий резонаторы ОЧ.

Для первого резонатора изготовлены трубки дрейфа с квадрупольными линзами [1] на постоянных магнитах из материала  $\text{SmCo}_5$ . При создании квадрупольных полей использовались стержневые магниты диаметром 4,4 мм и длиной 25 мм. Линзы имеют длину 50 мм и состоят из двух concentрических рядов магнитно-твердых стержней (рис.5). Необходимые значения градиентов в диапазоне от 6,0 до 5,6 кГс/см получены благодаря специальному отбору стержней по намагниченности и регулировке положения внешнего ряда стержней относительно внутренних. Нелинейность поля в средней части апертуры составляет 1-3%.

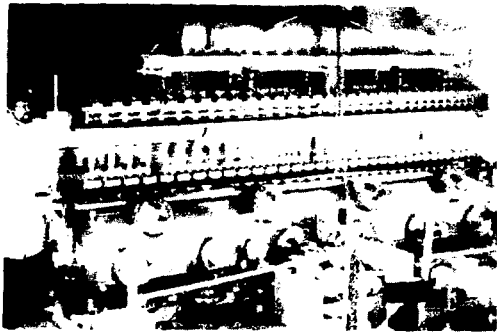


Рис.4. Первый резонатор ОЧ с макетами трубок дрейфа, подвешенными к съемной балке.



Рис.5. Квадрупольная линза из магнитно-твердого материала.

Общая величина импульсной ВЧ-мощности, которую необходимо реально вводить в резонаторы ИЧ, составляет примерно 13 МВт. Однако промышленность не выпускает мощных электровакуумных приборов на частоты до 300 МГц. Проведенное в ИТФ экспериментальное изучение свойств выпускавшейся ранее лампы ГИ-2 А, успешно работавшей на частоте 148,6 МГц, и ее модификаций ГИ-2ГА1 и ГИ-2ГАМ показало, что этот тип ламп может служить базой для доработки с целью создания генератора на частоте 237 МГц с импульсной мощностью не менее 3 МВт [8]. Триод ГИ-2ГА1 обеспечивал на указанной частоте коэффициент усиления 4 при анодном напряжении 30 кВ. На опытных образцах лампы ГИ-2ГАМ, в которых устранена паразитная генерация и изменена конструкция катодных вводов, созданы генераторы, отдающие мощность до 3,5 МВт в импульсе длительностью 180 мкс.

Для ускорителя разрабатывается автоматизированная система сбора данных и управления на базе комплекса "Мера-100" и нескольких спутниках БСМ "Электроника-80". Ряд подсистем уже функционирует на действующей секции с ИЧТ.

Ускоритель "Истра-1" является импульсным прототипом сильноточных ускорителей, предполагается его использование в качестве нового инжектора протонного синхротрона, а также для наработки радиоизотопов.

#### Л и т е р а т у р а

1. Малчинский И. А., Тобылев Я. И. Двухчастотный линейный ускоритель протонов на энергию до 100 МэВ. В кн.: Труды 2-го Всесоюз. совещ. по ускорит. заряд. частиц, т.1, к.1, "Наука", 1977, с.327.
2. Малчинский И. А. Сильноточные линейные ускорители ионов. УИИ, вып.4, с.1-10.
3. Андреев В. А. и др. Ускорение пучка в начальной части импульсного протонного прототипа линейного ускорителя ионов. В кн.: Труды 2-го Всесоюз. совещ. по ускорит. заряд. частиц, т.1, к.1, "Наука", 1977, с.327.
4. Коломиец А. А. и др. Состояние работ по исследованию в ИТФ линейного протонного ускорителя с ИЧТ. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. Харьков, 1976, вып.2(73), с.30.
5. Балабин А. И. и др. Численное исследование жестимого согласования пучка в лин. ускорителе с ИЧТ. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента. Харьков, 1976, вып.3(74), с.74.
6. Балабин А. И. и др. Поперечное согласование пучка в ускорителе с ИЧТ. Труды 1-го Всесоюз. совещ. по ускорит. заряд. частиц, т.1, к.1-10, "Наука", 1976, вып.1.
7. Скачков В. В. Стержневая квадрупольная линза с постоянными магнитами. ИТФ, 1980, №3, с.34.
8. Гаврилов В. С. и др. Результаты исследования триода ГИ-2 А на частоте 237 МГц. Тезисы докладов II Всесоюзного семинара по линейным ускорителям заряженных частиц. ИТФ, Харьков, 1980, 1980.

МАТРИЧНЫЙ МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ ИМПЕДАНСА ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР В УСКОРИТЕЛЯХ

С. С. Куренной, С. В. Пуртов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

1. Возникновение неустойчивостей — одна из важнейших причин, препятствующих повышению интенсивности пучка в современных ускорителях. Условия устойчивости обычно формулируют в виде ограничений на допустимые величины импедансов. В настоящей работе предложен метод вычисления импеданса периодических структур с границей достаточно общей формы, применимый при любых частотах, в том числе и в резонансной области, и при любой энергии пучка. Наш метод обобщает подход работы [1], пригодный лишь в ультрарелятивистском пределе и только в области низких частот.

2. Рассмотрим аксиально-симметричную вакуумную камеру, граница которой  $r=b(z)=bw(z)$ , где  $b$  — средний радиус камеры. Пусть  $w(z)$  имеет период  $D=2\pi R/N$ , где  $R$  — средний радиус ускорителя,  $N$  — целое. Вдоль оси камеры движется со скоростью  $\beta c$  поперечно-однородный пучок радиуса  $a$ . Рассмотрим  $n$ -ю моду продольного возмущения плотности тока пучка  $j_z = j_n \beta c \exp(ikz - i\omega t)$ , где  $k = n/R$ ,  $\omega = \beta c k$ . Создаваемые этим током поля имеют вид (множитель  $i\rho_n / (c_0 k) \exp(-i\omega t)$  опущен)

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{ik_m z} \left[ A_m f(x_m, r) - \delta_{mn} \left\{ g(x_m, r) \right\} \right], \quad (1)$$

и аналогично для  $E_r, H_\phi$ . В (1)  $k_m = m/R$ ;  $x_m^2 = k_m^2 - (\omega/c)^2$ ;  $\chi x_m = k/Y$ ;  $Y = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ ;  $f(u) = I_0(u)$ ,  $g(u) = \chi a [K_1(\chi a) I_0(u) + I_1(\chi a) K_0(u)]$ ; верхняя строка в (...) соответствует  $0 \leq r \leq a$ , нижняя —  $r \geq a$ .

Продольный импеданс определяется выражением

$$Z_n = - \frac{1}{\rho_n \beta c \pi a^2} \int_0^D dz e^{-ikz} \bar{E}_z, \quad (2)$$

где  $\bar{E}_z$  — среднее по поперечному сечению пучка ст амплитуды  $z$ -компоненты поля. Из (2) с учетом (1)

$$\frac{Z_n}{n} = - \frac{2iZ_0}{\beta (ka)^2} \left[ \frac{2I_1(\chi a)}{\chi a} A_n - 1 \right]. \quad (2')$$

Чтобы найти  $A_m$ , наложим на поля (1) граничное условие

$$\left[ E_z + b'(z) E_r + (1-i) \frac{\delta \omega}{2c} \sqrt{1 + (b'(z))^2} Z_0 H_\phi \right]_{r=b(z)} = 0, \quad (3)$$

где  $Z_0 = 120 \pi$  Ом;  $\delta = \sqrt{2/(m_0 \delta \omega)}$  — толщина скин-слоя на частоте  $\omega$ ;  $\delta$  — проводимость материала стенки. После подстановки (1) в граничное условие (3) разложим полученное уравнение по полной на отрезке ( $z: 0 < z < 2\pi R$ ) системе функций  $\{\exp(i k_m z)\}$ . В результате получим бесконечную систему линейных уравнений для коэффициентов поля  $F_p = A_n + \rho N$  ( $A_m = 0$ , если  $m \neq n + pN$ ;  $p = 0, \pm 1, \dots$ ):

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty} M_{sp} F_p = R_s, \quad s = 0, \pm 1, \dots, \quad (4)$$

где

$$M_{sp} = \langle e^{i(p-s)\theta} \left( f(x_p, w) - \frac{f'(x_p, w)}{x_p} [i\omega' G(\xi + pG) + (1+i)\eta \sqrt{1+G^2 w'^2}] \right) \rangle, \quad (5)$$

$$R_s = \langle e^{-is\theta} \left( g(x_0, w) - \frac{g'(x_0, w)}{x_0} [i\omega' G \xi + (1+i)\eta \sqrt{1+G^2 w'^2}] \right) \rangle.$$

В (5)  $\theta = 2\pi z/D$ ,  $\xi = 2\pi b/D$ ,  $\xi = \omega b/\beta c$ ,  $\eta = \delta/2b(\omega b/c)^2$ ;  $x_0 = \chi b = \xi/Y$ ;  $x_p^2 = (\chi n + pN)^2 = \chi_0^2 + 2pG\xi + (pG)^2$ ,  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по  $\theta \in [0, 2\pi]$  (так,  $\langle w \rangle = 1$ ). Система, являющаяся частным случаем (4)-(5) при  $\chi \rightarrow \infty$  и  $b \rightarrow \infty$ , рассматривалась в работе [1].

3. Аналогично вычисляется поперечный импеданс. Для дипольной моды

$$Z_t = -i \frac{Z_0 R}{\beta_a^2 a^2} \left[ \frac{2I_1(\chi a)}{\chi a} \xi (\beta_z E_0 + \beta_z H_0) + 2\beta_z^2 Y^2 \right], \quad (6)$$

где  $\beta_1 = \beta_p - \beta$ ;  $\beta_z = 1 - \beta_p \beta$  (здесь  $\beta_p c$  — продольная скорость пучка — отлична от фазовой скорости  $\beta c$  волны возмущения). Величину  $\beta$  находим по заданному значению  $\beta_p$  из соотношения  $\beta = (1 - Q/\lambda) / \beta_p$ , где  $Q$  — бета-тронная частота. Коэффициенты поля  $E_0$  и  $H_0$ , входящие в (6), находим из системы уравнений

$$\begin{cases} \sum_{p=-\infty}^{\infty} (D_{sp} E_p + S_{sp} H_p) = R_s \\ \sum_{p=-\infty}^{\infty} (\tilde{D}_{sp} E_p + \tilde{S}_{sp} H_p) = \tilde{R}_s, \quad s = 0, 1, \dots \end{cases} \quad (7)$$

Явный вид коэффициентов  $D, S, R, \tilde{D}, \tilde{S}, \tilde{R}$  аналогичен (5).

4. Для решения систем (4) и (7) необходимо их обрезать. Обрезанные (например, условием  $|p|, |s| \leq P$ ) системы можно исследовать численно. Но прежде остановимся на частном случае малой вариации границы. Пусть  $v(\theta) = 1 + \epsilon v(\theta)$ , где функция  $v(\theta) = \sum_{p=1}^{\infty} (C_p \cos(p\theta) + S_p \sin(p\theta))$  нормирована условием  $\text{Var}\{v(\theta)\} = 2$  и имеет ограниченную производную, и пусть  $\epsilon = h/2b \approx \text{Var}\{v(\theta)\}/2b \ll 1$ . В этом случае обычно используют метод возмущений — разложение по  $\epsilon$  [2-5]. Матричный метод позволяет установить границы применимости  $\epsilon$ -разложения. Матричные элементы  $M_{sp}$  и  $R_s$  допускают разложение в ряд по  $\epsilon$ , если выполнены неравенства  $\epsilon |x_p| \ll 1$  для всех  $|p| \leq P$ . Ищем решение  $F_p$  в виде  $F_p^{(0)} + \epsilon F_p^{(1)} + \epsilon^2 F_p^{(2)} + \dots$ . Решая рекуррентно системы уравнений при  $\epsilon^0, \epsilon^1, \epsilon^2$  и т. д., находим  $F_p^{(i)}$  в аналитическом виде. В результате получим  $Z_n = \sum_{i=1}^{\infty} Z(i)$ , где  $Z(i) = O(\epsilon^i)$ . При этом  $Z^{(0)}$  — импеданс гладкой камеры радиуса  $b$ ,  $Z^{(1)} = 0$ .

$$\begin{aligned} \frac{Z}{n}^{(2)} = & -i Z_0 \frac{v^2}{4\beta} \left[ \frac{2I_1(\frac{\epsilon x_0}{b x_0})}{\frac{a}{b} x_0} \right]^2 \left[ I_0(x_0) + (1+i)\eta \frac{I_1(x_0)}{x_0} \right]^{-2} \sum_{p=1}^P (C_p^2 + S_p^2) * \\ & * \left[ \frac{(\frac{\epsilon}{y^2} + p\epsilon) \frac{(\tilde{I}/V^2 + pG) + (1+i)\eta/\tilde{Z}(2-F(x_p))}{F(x_p) - (1+i)\eta}} + (p \rightarrow -p) + Y^{-2} + (1+i)\frac{\epsilon}{2b^2} (2+p^2 G^2) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где  $F(x) = (x I_0(x)/I_1(x))$  при  $x^2 > 0$ ;  $|x| J_0(|x|)/J_1(|x|)$  при  $x^2 < 0$ .

Выражение (8) совпадает с результатом  $\epsilon$ -разложения [4]. Таким образом, матричный метод позволяет легко воспроизвести результаты метода  $\epsilon$ -разложения; попутно устанавливаются необходимые условия применимости последнего:  $\epsilon |x_p| \ll 1$  для всех  $|p| \leq P$ . При низких частотах эти условия принимают вид  $F \ll 1/\epsilon G = D/\eta h$  [1], т. е., кроме  $\epsilon \ll 1$ , необходимо, вообще говоря, еще и  $h \ll D$ . В резонансной области они могут быть ослаблены [4].

5. Ясно, что метод возмущений не применим в случае гофрированной камеры, где  $h \sim D$ . Для иллюстрации возможностей матричного метода рассчитаем импеданс гофрированной камеры ускорителя У-70. Рассматривается строго периодическая структура (пренебрегаем наличием нерегулярных вставок: гладких участков камеры и т. п.) с гофром cos-формы, имеющим период  $D = 1.1$  см и глубину  $h = 0.55$  см. При этом эллиптическая камера заменяется на аксиально-симметричную с радиусом  $b = 7$  см (см. [6]).

На рис. 1 приводятся результаты расчета продольного импеданса в диапазоне частот до 16 ГГц. Для расчетов использовалась матрица  $7 \times 7$ , при этом время расчета одной точки по частоте — 2 с на ICL-1906А. На рис. 2 на примере низшего резонанса показаны зависимости величины импеданса и резонансной частоты от размера матрицы. Видно, что зависимости быстро выходят на асимптотику. Найденные при  $Y = 70$  значения:  $Z/n = 3620$  Ом;  $f_0 = 6.26$  ГГц;  $2\Delta f = 14$  МГц, хорошо согласуются с результатами, полученными в работе [6] аналитически с использованием приближенного конформного отображения: 3400 Ом; 6.1 ГГц; 15 МГц. Зависимость параметров резонанса от энергии также совпадает с найденной в [6]. Изображенные на рис. 1 резонансы с частотами вблизи 14 ГГц и выше (отметим, что на этих частотах метод [6] не применим) представляют собой различные радиальные моды ( $r = 1, 2, 3, \dots$ ) резонанса, длина волны которого удовлетворяет условию  $p\lambda_r, r/2 \approx D$  с  $p = 1$ .

Для тестирования мы рассчитали резонансы продольного импеданса рассматриваемой структуры также прямым численным методом. Использовался пакет программы MULTIMODE [7], методика расчета кратко описана в [5]. Сравнение показало неплохое совпадение результатов матричного и численного методов для частот и величин всех резонансов, изображенных на рис. 1. Так, для низшего резонанса MULTIMODE дает 6.33 ГГц, 4027 Ом, для наибольшего из высокочастотных — 13.75 ГГц, 236 Ом (в матричном методе — 13.75 ГГц, 208 Ом).

На рис. 3 показана зависимость мнимой части продольного импеданса гофрированной камеры У-70 на низких частотах (точнее, в нерезонансной области, ниже частоты отсечки) от энергии. Интересно, что  $\text{Im} Z/n$  меняет знак вблизи критической энергии (для У-70  $Y_{cr} = 9.46$ ). Из данных, приведенных на рис. 3, вычтена та часть импеданса, которая обусловлена потерями в стенках. Эта добавка слабо зависит от энергии, меняется с изменением частоты как  $1/\sqrt{f}$  и равна  $(1-i)0.53$  Ом при 10 МГц.

Результаты расчета поперечного импеданса модели гофрированной камеры У-70 приведены на рис. 4. Время расчета всего в 1.5 раза больше, чем для продольного случая с тем же размером обрезания матриц. Параметры низшего по частоте резонанса при  $Y = 70$ :  $Re Z = 348$  Ом/м,  $f = 6.35$  ГГц,  $2\Delta f = 13$  МГц. Кроме него на рис. 4 видны две серии узких резонансов (ширина от 0.05 до 0.4 МГц), почти совпадающих по частоте (смещение 30-40 МГц). Они представляют собой различные радиальные моды ( $r = 1, 2, 3$ ) поперечных резонансов с  $p = 1$  E- и H-типов. Из сравнения рис. 4 и 1 видно, что частоты поперечных резонансов увеличиваются по сравнению с частотами

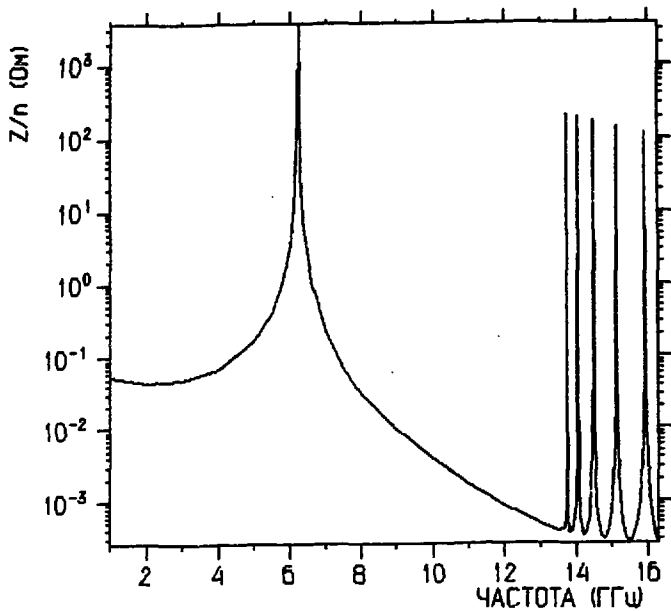


Рис. 1. Продольный импеданс гофрированной камеры.

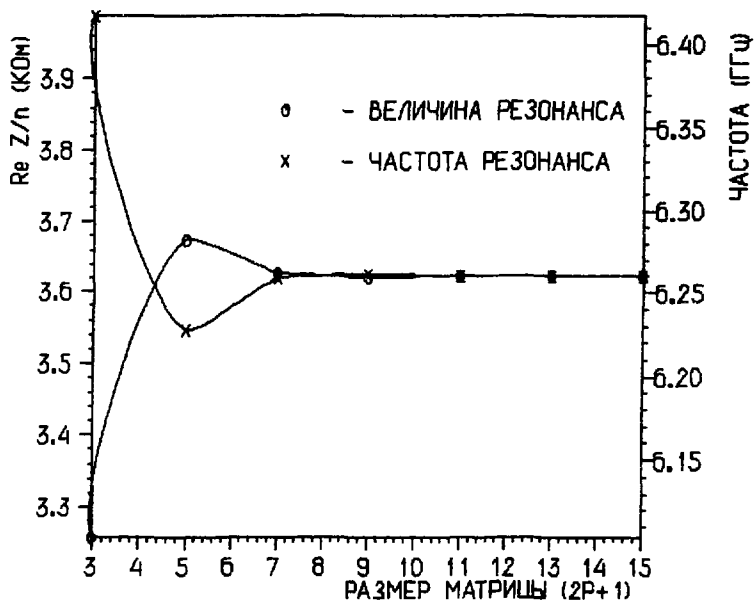


Рис. 2. Зависимость результатов от размера матрицы.

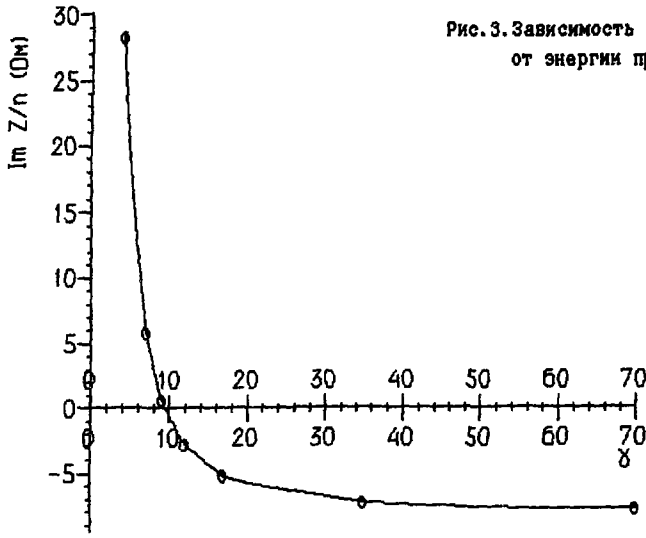
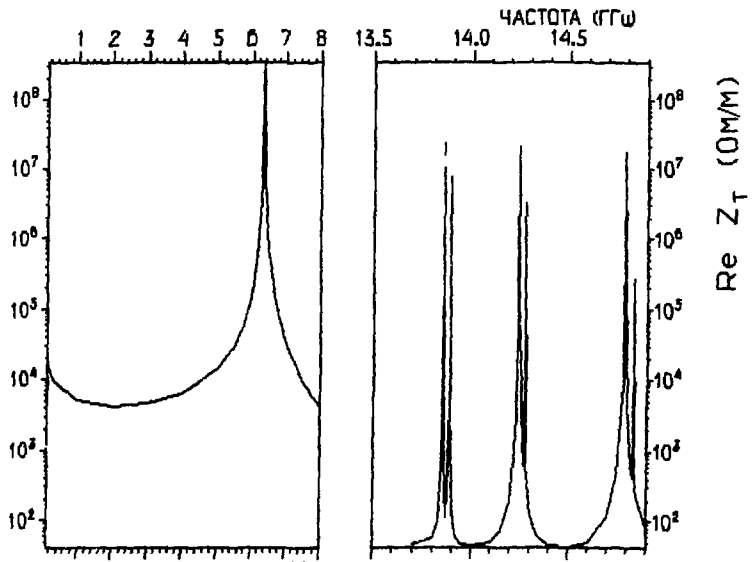


Рис. 3. Зависимость продольного импеданса от энергии при низких частотах.

Рис. 4. Поперечный импеданс гофрированной камеры.



соответствующих продольных резонансов всего на 1-2%. Отметим, что для всех них, исключая резонансы H-серии, с хорошей точностью выполняется часто используемое соотношение  $Re Z_T = (2R/b^2) Re Z/n$  (в нашей модели  $2R/b^2 = 9.63 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$ ). Оно хорошо выполняется и при низких частотах.

Л и т е р а т у р а

1. Kheifets S., Zotter В - Preprint CERN/LEP-TH/85-27, Geneva, 1985.
2. Chatard-Moulin M., Papiernik A - IEEE Trans. NS, 1979, v. NS-26, p. 3523.
3. Krinsky S. - In: Proceed of 11th Internat. Conf. on High Energy Accel., Geneva, 1980, p. 576.
4. Куренной С.С. - Препринт ИФВЭ 88-10, Серпухов, 1988.
5. Куренной С.С., Пуртов С.В. - Препринт ИФВЭ 88-11, Серпухов, 1988.
6. Балбеков В.И. - Препринт ИФВЭ 85-128, Серпухов, 1985.
7. Fedoseyev A.I. et al. - NIM, A, 1984, v. 227, p. 411.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО ШУНТОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ  
УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

О.К.Беляев, С.В.Пьяных

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Структуры с пространственно-периодической ВЧК-фокусировкой применяются для ускорения ионов с энергией порядка 1 МэВ/нукл [1]. Согласно литературным данным при ускорении протонного пучка эффективное шунтовое сопротивление  $Z_{эф}$  такой структуры выше, чем у ускорителя Альвареса до относительной скорости  $\beta = 0.15$  [2],  $\beta = 0.3$  [5]. Данные о значениях  $Z_{эф}$  для рассматриваемой структуры весьма ограничены. В связи с этим была проведена предлагаемая работа, имеющая своей целью разработку методики экспериментального определения  $Z_{эф}$  и сопоставления полученных результатов с теоретическими для ускоряющих структур с пространственно-периодической ВЧК-фокусировкой и структур Альвареса. Эффективное шунтовое сопротивление  $Z_{эф}$  определяется через потери ВЧ-мощности на единице длины и темп ускорения  $\Delta W_1$  [3]:

$$Z_{эф} = \frac{(\Delta W_1)^2}{P_1} \quad (1)$$

Прирост энергии на периоде ускорения для протонов находится так [5]:

$$\Delta W = L E_0 v \cos \varphi_s, \quad (2)$$

где  $E_0 = \frac{1}{L} \int E_z(z) dz$  - усредненная по периоду ускорения  $L$  амплитуда продольной компоненты ускоряющего поля на оси, (2а)

$$\gamma = \frac{\int E_z \cos \frac{2\pi(z-z_0)}{\beta c \lambda} dz}{\int E_z(z) dz} \quad \text{коэффициент пролетного времени (эффективность зазора),} \quad (2б)$$

$\varphi_s$  - синхронная фаза пролета электрического центра  $Z_0$ . При определении  $Z_{эф}$   $\varphi_s$  - 0. Удельные потери ВЧ-мощности определяются через выражение для собственной добротности резонатора  $Q$  и теорему Слэттера для возмущения электрического поля в резонаторе. Вследствие настройки равномерного поля удельные потери постоянны по длине резонатора:

$$P = \frac{P}{L_p} = \frac{\pi f^2}{2Q\Delta f L_p} k \int E_0^2 dv, \quad (3)$$

где  $\Delta f$  - сдвиг резонансной частоты  $f$  при введении в электрическое поле  $E$  резонатора возмущающего тела с объемом  $V$  и фактором  $k$ .  $L_p$  - длина резонатора. Подставляя формулы (2) и (3) в (1), получим

$$Z_{эф} = \frac{E_0^2 \gamma^2 L_p}{\frac{\pi}{2} \frac{f^2}{2\Delta f} k \int E_0^2 dv} \quad (4)$$

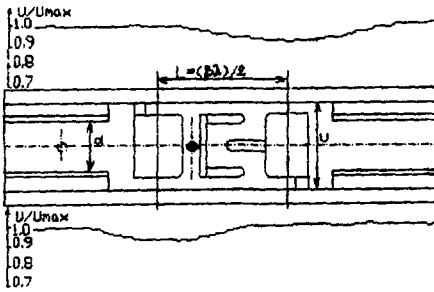


Рис. 1. Взаимное расположение электродов и ускоряющего периода; распределение разности потенциалов по бортам при калибровке возмущающего тела.

металлического шара с радиусом  $a$  в точку периода ускорения с напряженностью  $E_{max}$ ,  $\Delta f_3$  - сдвиг резонансной частоты при помещении возмущающего тела в поле плоских электродов с разностью потенциалов  $U$  и расстоянием  $d$  (рис. 1). Введение этого возмущающего тела в ту же точку периода ускорения реальной исследуемой структуры дает сдвиг частоты  $f_{п.у.}$  При отсутствии поля внутри трубок дрейфа

$$E = U/L = 2U/\beta_{gr}\lambda, \quad (6)$$

$$\vec{E} = \text{grad } u, \quad (7)$$

где  $u$  - нормированная потенциальная функция.

Подставляя (5), (6), (7) в (4), получим выражение для определения  $Z_{эф}$ :

$$Z_{эф} = \frac{2Q \Delta f_{п.у.} \Delta f_3 d^2 L_0}{\pi^2 c^2 \beta_{gr}^2 \epsilon_0 a^3} v^2. \quad (8)$$

Для определения величины  $v$  проводилось измерение продольной компоненты поля на оси структуры возмущающим телом в виде иглы с отношением осей  $\approx 0.2$  с последующим вычислением по формуле (26) численными методами. Распределение продольной компоненты показано на рис. 2. Полученные результаты для  $v$  приведены на рис. 3.

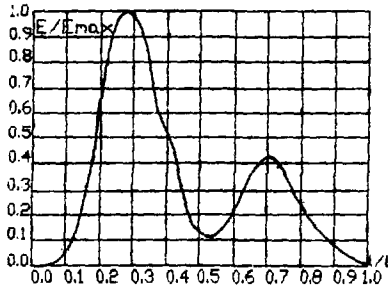


Рис. 2. Распределение продольной компоненты электрического поля по длине ускоряющего периода.

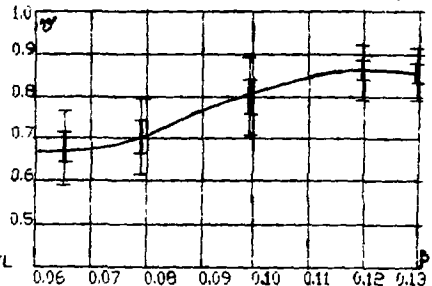


Рис. 3. Экспериментальная зависимость эффективности зазора от относительной скорости.

Погрешность определения  $Z_{эф}$  выражается через частные производные формулы (8) по соответствующему аргументу. Проведенный анализ показал, что погрешность экспериментального определения  $Z_{эф}$  не превышает  $24.2 \cdot 10^3$ , оставаясь в среднем равной  $9 \cdot 10^3$ , что показано на графике вертикальными линиями различной толщины.



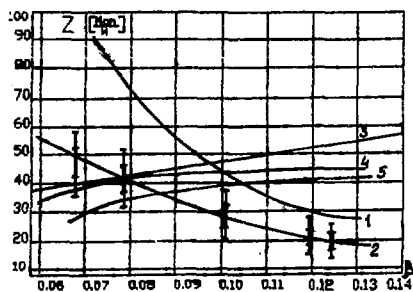


Рис.4. Зависимость эффективного шунтового сопротивления от относительной скорости.

вования структуры с ВЧК-фокусировкой путем увеличения добротности резонаторов ускорителя, повышения качества настройки резонатора, применения других типов Н-резонаторов (2Н; 2К; 4К-резонаторы).

#### Литература

1. Телляков В.А., Степанов В.Б. Исследование Н-резонатора. Радиотехника и электроника, т.ХІІІ, ІІ, М., Наука, 1968, с.1965.
2. Линейные ускорители ионов. Ред.Мурина Б.П. Т2,М;Атомиздат,1978.
- 3.Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М;Энергоиздат,1982.
- 4.UNILAC;Projektbericht Nr.3;GSI-72-I;Darmstadt;1972.
- 5.P.M.Lapostolle,A.L.Septier. Linear Accelerators. Eds.Amsterdam, North-Holland Publ.Co.1970.

Результаты определения  $Z_{эф}$  представлены на рис.4. Здесь же нанесены расчетные зависимости  $Z_{эф}(\beta)$ . Кривая 1 построена по данным работы [1]. Экспериментальные результаты, кривая 2, соответствуют действующему ускорителю УРАЛ-30. Сопоставление кривых 1 и 2 с кривыми 3 [2], 4 [4], 5 [5], представляющими зависимость  $Z_{эф}(\beta)$  для структуры Альвареса, позволяет уточнить значение  $\beta$ , до которого ускоритель с ВЧК-фокусировкой превосходит структуру Альвареса. Пересечение кривых дает  $\beta = 0.074 - 0.086$ . Полученный результат указывает на

РАСЧЕТ ФОРМИКТОРА СФЕРОИДАЛЬНОГО ВОЗМУЩАЮЩЕГО ТЕЛА ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ  
ПРОИЗВОЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

А.Б.Барсуков, К.А.Штепин, А.В.Суренский  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В работе<sup>/1/</sup> рассматривалась задача прецизионных измерений параметров ускоряющих полей в резонаторных ускоряющих структурах методом малых возмущений. В случае, когда исследуемые поля имеют сложную конфигурацию, неучет фактора возмущающего тела приводит к появлению значительной методической погрешности в результатах измерений. В отмеченной работе было рассмотрено возмущающее тело в форме металлического шара, что упрощает математические выкладки, но в ряде практически важных случаев является невыгодным. Например, при исследовании характеристик ускоряющей структуры с квадрупольной пространственно-периодической высокочастотной фокусировкой<sup>/2/</sup> (рис.1) параметры поля очень сильно меняются в пределах периода ускорения. Это приводит при использовании метода малых возмущений к неравноточным измерениям. Выбор возмущающего тела в виде эллипсоида вращения и подбор эксцентриситета с учетом изменения параметров поля позволяет сделать измерения равноточными. Пользуясь методикой работы<sup>/1/</sup>, рассматривая электрическую компоненту поля в электростатическом приближении и пренебрегая возмущением магнитной компоненты, расстройку частоты резонатора можно получить в виде

$$2 \frac{\Delta f}{f_0} \approx -\alpha U_0^2 \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{m=0}^j \beta_{mj} (\delta_{1m} A_{mj}^2 + \delta_{2m} B_{mj}^2) I_{mj}(\sigma_0), \quad (1)$$

где  $\alpha$  - величина фокусного расстояния возмущающего сфероида,  $U_0^2 = \tilde{\epsilon}_0 U^2 / 2 W_H$ ,  $U$  - напряжение на периоде ускорения структуры,  $W_H$  - накопленная энергия резонатора,  $f_0$  - невозмущенная частота исследуемого колебания,

$$\delta_{1m} = \begin{cases} 2\pi, & m=0 \\ \pi, & m \neq 0 \end{cases}, \quad \delta_{2m} = \begin{cases} 0, & m=0 \\ \pi, & m \neq 0 \end{cases}, \quad \beta_{mj} = \frac{2}{2j+1} \frac{(j-m)!}{(j+m)!}.$$

При выводе выражения (1) согласно методике Майера и Слетера<sup>/3/</sup> используются аналитические решения уравнения Лапласа в сфероидалной системе координат. Интеграл в правой части (1) имеет вид

$$I_{mj}(\sigma_0) = \left[ \frac{(j-m)!}{(j+m)!} \right]^2 \int_0^{\sigma_0} \frac{dx}{(x^2+1) [L Q_j(x)]^2}, \quad \alpha^2 = \begin{cases} \ell^2 - \tau_0^2, & \ell=1, \\ \tau_0^2 - \ell^2, & \ell=0; \end{cases} \quad (2)$$

где  $\ell$  - длина,  $\tau_0$  - радиус сфероида,  $\sigma_0 = \ell/a$ ,  $\ell=1$  - вытянутый сфероид и  $\ell=0$  - сплюснутый. В случае сплюснутого сфероида  $Q_j^m(x)$  заменяется на модифицированную функцию. Коэффициенты  $A_{mj}$  и  $B_{mj}$  в выражении (1) представляют собой коэффициенты разложения внешнего (невозмущенного) поля в соответствующей системе координат. Считая потенциал внешнего поля  $U(\Sigma_0, \tau, \varphi)$  заданным на описанном софокусном сфероиде  $\sigma = \Sigma_0$ , касавшемся апертуры, определим эти коэффициенты из волгодательной задачи Дирихле методом Фурье:

$$\left. \begin{aligned} A_{mj} \\ B_{mj} \end{aligned} \right\} = \frac{(2j+1)(j-m)!}{2\pi a_{jm}(j+m)!} \iint_{\Sigma_0} U(\Sigma_0, \tau, \varphi) P_j^m(\tau) \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases} d\tau d\varphi, \quad (3)$$

где  $a_{jm}$  есть  $P_j^m(\Sigma_0)$  для вытянутого и  $\tilde{P}_j^m(\tilde{\Sigma}_0)$  для сплюснутого сфероида. В данной работе предполагается, что исследователя интересуют величины напряжений на ускоряющих зазорах (в (1) обозначенное  $U_0$ ). Поэтому потенциал внешнего поля может быть найден в нормированном виде из решения внешней задачи электростатики для заданной геометрии электродов ускоряющего канала. Для ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной высокочастотной фокусировкой потенциал внешнего поля может быть задан приближенной формулой, данной в<sup>/2/</sup> для структуры с

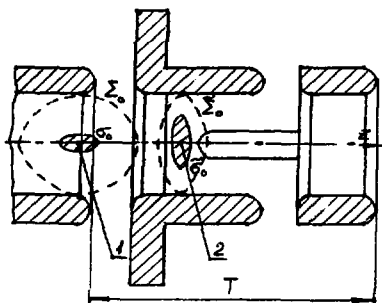


Рис. 1. Схема электродов канала с ВЧ-фокусировкой. 1-выгнутый, 2-сплюснутый сфероида.

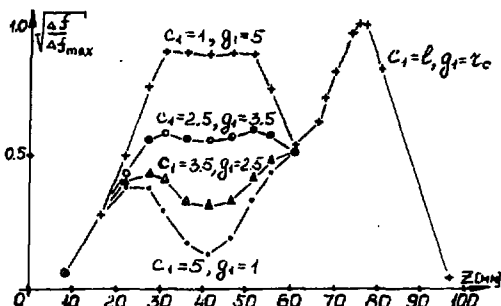


Рис. 2. Распределение нормированной расстройки частоты по периоду.

пространственно-периодической квадрупольной высокочастотной фокусировкой потенциал внешнего поля обычно представляется в виде ряда Фурье-Бесселя<sup>1/</sup> и учитываются первые две азимутальные гармоники. Это приводит к погрешности в расчете фактора. Поэтому в данной работе использовано решение внешней задачи электростатики для электродов ускоряющего канала методом эквивалентных зарядов<sup>4/</sup>, который свободен от указанного упрощения. Потенциал внешнего поля имеет вид

$$U(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{n=1}^N q_n \sum_{m=-\infty}^{\infty} R^{-1}(x, y, z, x_n, y_n, z_n + mT), \quad (4)$$

где  $q_n$  - амплитуды эквивалентных зарядов,  $T$  - период ускоряющего канала,

$$R^2 = (x - x_n)^2 + (y - y_n)^2 + (z - z_n + mT)^2, \quad (5)$$

$x_n, y_n, z_n$  - координаты эквивалентных зарядов. Для использования (4) в (3) необходимо перейти к сфероидальным координатам. В этом случае (5) имеет вид

$$R^2 = [a\sqrt{(\sum_0^2 \pm 1)(1 - \bar{c}^2)} \cos \varphi + \Delta x - x_n]^2 + [a\sqrt{(\sum_0^2 \pm 1)(1 - \bar{c}^2)} \sin \varphi + \Delta y - y_n]^2 + [a\sum_0 \bar{c} + \Delta z - z_n + mT]^2,$$

плюс и  $\sum_0 = \bar{\sum}_0$  соответствуют сплюснутому сфероиду.

В заключение следует отметить, что использование предлагаемой методики существенно упрощает измерение параметров полей сложной формы при исследовании и настройке ускоряющих структур в линейных ускорителях ионов<sup>5/</sup>.

#### Литература

1. Барсуков А.В. и др. в кн.: Труды IX Всесоюз. сов. по ускор. зар. частиц. Т.1, дубна, 1988, с.222-225.
2. Лапчинский ... Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.
3. Maier L.C., Slater J.C. - Applied Physics, 1952, v.23, No.1, p.68.
4. Барсуков А.В., Суренский А.В. Расчет электростатических параметров ускоряющей структуры на H-волне. Препринт ИФВЭ 35-135, Серпухов, 1985.
5. Барсуков А.В., Степин А.А., Суренский А.В. Расчет фактора сфероидального возмущающего тела во внешнем поле произвольной конфигурации. Препринт ИФВЭ 88-152, Серпухов, 1988.

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ЗАРЯДОВ ДЛЯ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ РОБЕНА В ЭЛЕКТРОСТАТИКЕ

А.Б.Барсуков, А.В.Суренский

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Решение задачи Робена обычно ищется через матрицу потенциальных коэффициентов<sup>/1/</sup>. В данной работе рассматривается другой подход, позволяющий сократить вычислительные затраты. Решение строится на основе вариационной формулировки метода эквивалентных зарядов<sup>/2/</sup>. Данная задача представляет интерес, например, для расчета потенциала промежуточного электрода в ускоряющей структуре с квадрупольной высокочастотной фокусировкой<sup>/3/</sup>. В терминах метода эквивалентных зарядов электростатическая задача сводится к уравнениям среднеквадратичных невязок на проводниках системы и имеет вид 
$$\frac{\partial}{\partial q_m} \oint_{S_k} [U_k - \sum_{n=1}^N \frac{q_n}{R(z-z_n)}]^2 dS_k = 0, \quad (1)$$

где  $q_n$  — амплитуды зарядов,  $R(z-z_n)$  — расстояние от эквивалентных зарядов до точек поверхности проводников,  $S_k$  — поверхность проводника,  $k=1, \dots, M+P$ ,  $M+P$  — число проводников в системе,  $U_k$  — потенциал  $k$ -того электрода.

$R^{-1}(z-z_n) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} [(x-x_n)^2 + (y-y_n)^2 + (z-z_n-iT)^2]^{-1/2}$  — для периодической системы электродов. Пусть на  $P$  проводниках заданы полные заряды, тогда систему (1) нужно дополнить уравнениями для полных зарядов:

$$\sum_{n=L+1}^{L+M+P} q_n = Q_k, \quad k \in [M+1, M+P], \quad (2)$$

$M_k$  — число зарядов в  $k$ -том электроде,  $L = \sum_{i=1}^{k-1} M_i$ . Можно строго доказать, что задача Робена может быть решена однократным решением (1), если неизвестные потенциалы  $P$  проводников перенести в правую часть (1) и дополнить ее  $P$  уравнениями (2), что в  $P+1$  раз сокращает вычислительные затраты. Задача (1), как известно, является некорректной. Применение регуляризирующего функционала Тихонова<sup>/4/</sup> приводит (1) к виду

$$(A^T A + \alpha D) q = A^T \theta, \quad (3)$$

где  $A$  — вещественная несимметрическая матрица,  $\alpha$  — параметр регуляризации,  $D$  — в данном случае трехдиагональная регуляризирующая матрица, приведенная в<sup>/4/</sup> для уравнений шредингера первого рода. Параметр  $\alpha$  выбирается минимально возможным на основе пробных вычислений. В работе<sup>/2/</sup> приведены рассуждения о сравнительной точности метода интегральных уравнений и метода эквивалентных зарядов. Эти рассуждения можно дополнить приближенными оптимальными соотношениями между шагом сетки зарядов и глубиной ее погружения в тело проводника. Можно показать, что имеет место простое оптимальное соотношение для плоских сеток  $d_{\text{опт}} = \sqrt{2} h$ , где  $d$  — шаг сетки,  $h$  — глубина погружения. Численные исследования показывают, что его применение в несколько раз уменьшает невязку потенциала на поверхности проводника. Аналогичное соотношение можно получить для цилиндрических (соосных) сетки и поверхности:

$$d_{\text{опт}} \approx 2R_c \arccos \left[ -\frac{R_c R_n}{R_n^2 + R_c^2} \left( \frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + 3 \frac{R_n^2 + R_c^2}{R_n R_c}} \right) \right],$$

где  $R_n$  — радиус кривизны поверхности,  $R_c$  — радиус кривизны сетки, глубина погружения выражается в виде  $h = R_n - R_c$ . Как было отмечено выше, параметр регуляризации в (3) нужно выбирать в численных исследованиях в зависимости от конкретных геометрических размеров электродов и размерности матрицы.

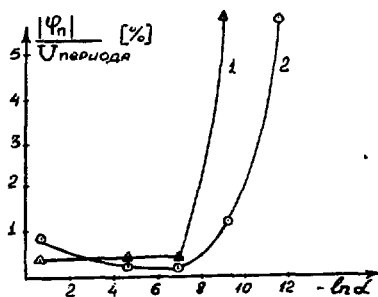
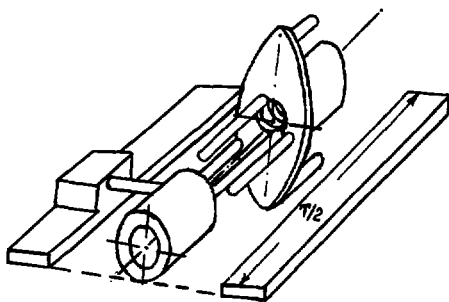


Рис.1.Общий вид периода ускорения уско-Рис.2.Зависимость потенциала электрода рителя с ВЧ-фокусировкой. от параметра регуляризации.

Наиболее чувствительным к параметру регуляризации является вычисляемый потенциал электрода. На рис.2 отложены графики зависимости потенциала в трехэлектродной системе (рис.1) от параметра регуляризации для двух методов решения задачи Робена: 1-по потенциальным коэффициентам  $1/\epsilon$  и 2-по рассматриваемому методу.

График потенциала указывает на наличие области оптимального значения параметра регуляризации, и их сравнение показывает, что в этой области потенциалы хорошо совпадают. В работе [5] была рассмотрена задача определения фактора возмущающего тела в виде металлической сферы, который вычислялся в приближении заданного внешнего поля. Этот подход имеет ряд ограничений, которые снимаются в излагаемой постановке, где тело рассматривается как проводник с заданным полным зарядом. Трудность задачи заключается в том, что объем возмущающего тела существенно меньше объемов электродов. Поэтому для получения достаточной точности необходимо оптимально распределить заряды в теле и электродах и подобрать величину параметра регуляризации. Численные исследования показывают, что полученные формулы позволяют разместить заряды достаточно оптимально.

Вариационная формулировка метода эквивалентных источников допускает преобразование системы (1), позволяющее сократить время счета при вычислении матричных элементов. Если электроды системы могут быть представлены как объединение простых поверхностей, то интегралы в (1) можно брать по этим частям для зарядов, размещенных в объемах этих частей. Такая сегментация электродов и уравнений в (1) не нарушает условие глобального минимума, уменьшая размеры области интегрирования, а приводит к перераспределению погрешности по поверхности электрода. Это важно, так как основное время счета, так же как и в методе интегральных уравнений, идет на генерацию матрицы задачи (3).

В заключение можно отметить, что изложенная методика позволяет эффективно решать трехмерные задачи электростатики для весьма сложных по геометрии систем электродов. Программная реализация представляется более простой, а времена счета сопоставимы с методами интегральных уравнений.

#### литература

1. Ильин В.И. Численные методы решения задач электрофизики. М.: Наука, 1986.
2. Барсуков А.Б., Сурунский А.Б. Расчет электростатических параметров ускоряющей структуры на Н-волне. Препринт ИВЭ 86-135, Серпухов, 1985.
3. Капчинский А.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.
4. Тихонов А.Н., Арсенин В.И. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
5. Барсуков А.Б. и др. В кн. Труды IX Всесоюз. сов. по ускор. зар. частиц. Т.1. Дубна, 1986, с.222-226.

## ИСПЫТАНИЕ МАКЕТА УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ВЧ-НАПРЯЖЕНИЕМ

А.В.Гладков, В.Б.Степанов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Одной из самых важных задач создания ВЧ-ускоряющей структуры является правильный выбор величины рабочей напряженности в канале ускорения, ограниченной его электропрочностью. Анализ опубликованных в последнее время по этой тематике работ [1-3,6,7,11] показывает, что имеется определенная неоднозначность в трактовке понятия "электропрочность действующей ВЧ-установки". Если ранее под этим термином понималось преимущественно такое значение напряжения на электродах, ниже которого пробойные явления отсутствовали, то к настоящему времени приводимые величины электропрочности все чаще сопровождаются соответствующей допустимой частотой пробоев, при которой эти величины получены [3,6]. В последнее время в литературе [1,3] для характеристики электропрочности ВЧ-установок часто пользуются величиной превышения значения, определяемого по критериальной зависимости Килпатрика [4,5], хотя и выражается сомнение в справедливости этого критерия. Не обсуждая значения последних работ, для понимания факторов, вызывающих пробой вакуумного промежутка, кратко остановимся на достигнутых результатах. На рис.1 и 2 собраны воедино данные по электропрочности ускоряющих структур преимущественно по зарубежным работам.

Эти сведения говорят о том, что наблюдается в основном превышение этого критерия в несколько раз. Кроме того, нет явной зависимости электрической прочности от частоты ВЧ-напряжения. При этом понятия "пробой", как факт срабатывания регистрирующей аппаратуры, и "частота пробоев", строго говоря, не определены.

В обстановке недостаточной определенности проверка на электрическую прочность вновь создаваемых конструкций структур с ВЧ-фокусировкой проводилась на комплексном стенде, представляющем собой цилиндрический вакуумный контейнер, внутри которого установлен двойной Н-резонатор [8] с электродами в виде ВЧ-квадруполя без модуляции поверхности. Расстояние между электродами 10 мм, энергия, запасаемая в резонаторе, менее 2 Дж. По оси контейнера с обеих сторон установлены два фотоумножителя (ФЭУ-36) для регистрации частоты и места пробоя в канале ускорения, поскольку предполагалось искать напряжение, при котором пробой вероятен вдоль длины однородного квадруполя канала. Рентгеновское излучение регистрировалось интегральным ионизационным датчиком. ВЧ-мощность вводилась через керамическую диафрагму, отделяющую атмосферу от вакуумной полости стенда. В ВЧ-генераторе, работающем на частоте 143,5 МГц, была предусмотрена возможность менять длительность импульсов и частоту повторения в широких пределах. Первые результаты показали, что пробой развивается преимущественно из одних и тех же мест на поверхности электродов. Это согласуется с данными работы [9], в которой рассматривается механизм развития пробоями вакуумного промежутка из отдельных мест, являющихся микроэмиттерами. Аналогичная картина на электродах с помощью телеаппаратуры наблюдалась в [2,3].

Измерение частоты пробоев, рис.3, показало качественное согласие с результатами работы [3], т.е. имеется зависимость частоты пробоев от длительности ВЧ-импульсов. Однако если несколько изменить понятие частоты пробоев и понимать под этим термином число пробоев, отнесенное к суммарному (чистому) времени воздействия ВЧ-напряжения на электроды, то те же результаты можно представить рис.4. Эксперименты, проведенные для различных частот повторения импульсов, дают аналогичный результат, подтверждающий отсутствие зависимости частоты пробоев (новое определение) от длительности и частоты повторения импульсов.

Построение полученных результатов в координатах Фаулера-Нордгейма [10] не приводит к прямым линиям, что указывает на несущественный вклад автоэмиссионного механизма в динамику происходящих процессов.

Экспериментальные точки рис.4 ложатся на кривую вида  $p = C \cdot U^\alpha$ . Во всех проведенных экспериментах показатель степени " $\alpha$ " находился в пределах  $5 < \alpha < 7$ . Конкретное значение коэффициента "С" зависит как от технологических причин, так и от выбора порога срабатывания ФЭУ и колеблется в довольно широких пределах.

Результаты измерений мощности дозы рентгеновского излучения иллюстрируются рис.5. Подобная зависимость, полученная на установке в Чок-Ривере [2] на частоте 270 МГц, приведена на рис.6. Видно, что зависимости выхода светового и рентгеновского излучения совпадают, показатель степени  $\alpha = 9$ , как и на рис.5. Приведенные в [7] данные по интенсивности рентгеновского излучения в инжекторе в бустер дают  $\alpha = 9,75$ .

Зависимости рис.3-6 наводят на мысль, что в действительности не существует порогового напряжения, ниже которого пробой невозможен. Принимаемая за порог точка рис.4 может быть определена сколь угодно левее при укрупнении масштаба вертикальной оси, но это требует длительных "слытаний". Учитывая это обстоятельство, при создании новых ускоряющих структур необходимо выбирать величину рабочей напряженности поля в ускоряющем канале на основании значения допустимой для данной конструкции частоты пробоев.

Опыт многолетней работы ускорителей И-100 и инжектора в бустер ИФЭЗ показывает, что надежная работа обеспечивается выбором такой рабочей напряженности, при которой частота пробоев не превышает одного пробоя на 2000 прошедших импуль-

Сводные результаты измерения электропрочности линейных ускоряющих структур в зависимости от частоты ВЧ-поля

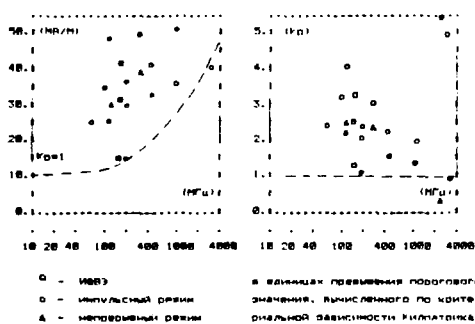
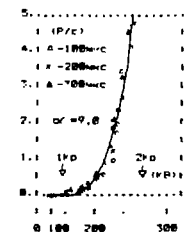


Рис.1

Зависимость мощности дозы рентгеновского излучения от напряжения на электродах



Значения даны в относительных единицах

Рис.5

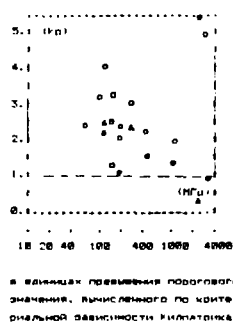


Рис.2

Зависимость интенсивности рентгеновского и светового излучения от напряжения на электродах по данным [7]

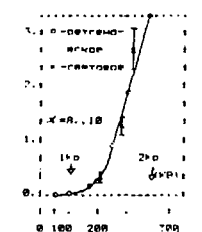


Рис.6

Зависимость частоты пробоев от напряженности на электродах при различной длительности ВЧ-импульса

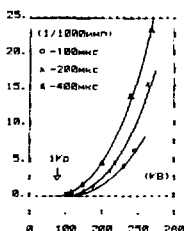


Рис.3

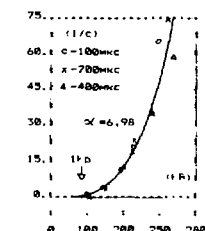


Рис.4

Классификация разряда в зависимости от спада амплитуды обогатившей ВЧ-импульсы

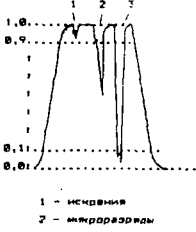
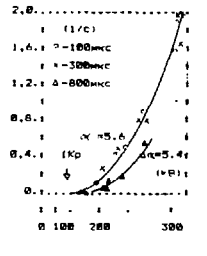


Рис.7

Зависимость частоты пробоев от напряжения на электродах



пробой повышенной мощности

U пар. = 3,0 В

Рис.8

сов или в новом определении—I пробоя в секунду воздействия ВЧ-напряжения. Появление пробоя на инжекторе в бустер регистрировалось по факту уменьшения амплитуды огибающей ВЧ-импульса ниже уровня 0,5. На экспериментальном стенде под пробоем понимался факт превышения амплитуды сигнала с ФЭУ заранее выставленного порога, параллельно велось наблюдение и за огибающей ВЧ-импульса. Выбор величины этого порога позволяет выделять пробои повышенной мощности из их общего числа, рис.8. Характерно, что величина  $\alpha$  при сравнении зависимостей рис.4 и рис.8 практически не изменяется. Изменение порога срабатывания ФЭУ позволяет получать зависимости частот появления отдельных стадий развития пробоя. Классификацию регистрируемых разрядных явлений в соответствии с [10,11,12] на искрения, микроразряды и пробои предлагается проводить по величине подсажки амплитуды огибающей ВЧ-импульса, рис.7.

Сравнение различных конструкций по электропрочности проводится при частоте пробойных явлений  $I \text{ с}^{-1}$  по спаду амплитуды огибающей ВЧ-импульса: для пробоев спад амплитуды ниже 0,1; микроразрядов—0,1..0,9 и искрений—до 0,9. Данные по электропрочности, полученные при других значениях частот пробоев, могут быть пересчитаны с помощью зависимости  $n = C\alpha U^6$ .

Полученные зависимости позволяют оценить поведение ВЧ-установки с точки зрения электропрочности и радиационной опасности для всего диапазона возможных значений напряжений на основании данных о частоте пробоев и радиационной обстановке лишь в одной экспериментальной точке.

Описанная методика измерений и обработки результатов, основанная на статистическом анализе материала, может быть использована в качестве дополнения к применяемым в настоящее время методам исследования пробоя, преимущественно направленным на изучение причин и механизмов развития единичного вакуумного пробоя [10,11,12].

#### Литература

1. Schriber S.O. Factors Limiting the Operation of Structures under High Gradient Pros. of the "1987 Particle Accel. Conf.", Washington, DC, March, 16..19 1987.
2. Hutcheon R.M. et al. Operation of a CW High Power RF Test Cavity: The CKM Sparker. Report No. GSI-84-11, Darmstadt, 1984, p.74.
3. Gerhard A. et al. RF Sparking Experiments. Proc. of XI International Discharges and Elect. Insulation in Vacuum. Berlin, GDR, 1984, p.27.
4. Kilpatrick W.D. Criterion for Vacuum Sparking Designed to Include Both RF and DC. - Rev.Sci.Instr., 1957, v 28, № 10, p.634.
5. Капчинский И.М. Об аппроксимации критерия Миллатрика. - ПТЭ, 1987, № 1, с. 43.
6. Зенин В.А. и др. Спектр работы линейного ускорителя с ВЧ-фокусировкой. - Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, 1987, т.1, с.312.
7. Зенин В.А., Чиманков М.Н. Оперативный контроль процесса высококачественной тренировки резонаторов инжектора в бустер. Препринт ИФЭО № 104, Черноголовка, 1987.
8. Тельяков В.А., Степанов В.В. Объемный резонатор. - В.И., 1971. - № 1. - с.10. авт.свид.300970.
9. Железников Ф.Г. О механике эмиссионных процессов, вызывающих пробой в вакуумной изоляции. - ЖТФ, 1979, т.48, вып.6, с.1224.
10. Месли Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. - Новосибирск, Наука, 1984.
11. Сливков И.Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М. Энергоатомиздат, 1986.
12. Лаган Р. Вакуумная изоляция установок высокого напряжения. Перевод с англ., М., Энергоиздат, 1985.



СТАБИЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ПОМОЩЬЮ  
ВОЗБУЖДАЕМОГО ИМ В ПАССИВНЫХ РЕЗОНАТОРАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В.А.Вишняков, В.В.Закутин, В.А.Кушнир, В.П.Ромасько, Г.Л.Зурсов,  
А.М.Шендерович

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Важной характеристикой линейных резонансных ускорителей электронов (ЛУЭ) при их использовании как для научных исследований, так и для прикладных задач является стабильность параметров пучка. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование предложенного в [1] метода стабилизации мощности пучка, плотности тока и плотности мощности пучка ЛУЭ на мишени с помощью установленной на выходе ускорителя цепочки пассивных слабосвязанных СВЧ-резонаторов.

Метод основан на зависимости потерь энергии частиц пучка ЛУЭ в пассивных резонаторах от импульсного тока пучка. Например, при увеличении импульсного тока пучка  $I$  происходит уменьшение энергии частиц  $\mathcal{E}$  за счет увеличения потерь их энергии в пассивных резонаторах. Выбирая определенным образом количество и параметры резонаторов, можно добиться, чтобы при этом произведение  $I\mathcal{E}$ , а следовательно, и мощность пучка  $P = \frac{I\mathcal{E}}{e}$  ( $e$  - заряд электрона), оставались неизменными. Аналогичным образом могут быть стабилизированы плотность тока  $j$  и плотность мощности пучка на мишени  $\rho = \frac{I\mathcal{E}}{eA}$ . Это вытекает из следующих соображений. При выпуске пучка из ускорителя с помощью устройств, в которых он приобретает расходимость на угол  $\sim \frac{1}{\mathcal{E}}$  (например, с помощью металлических фольг), площадь поперечного сечения пучка в области мишени  $\sim \frac{1}{\mathcal{E}^2}$ . Поэтому плотность тока пучка на мишени  $j \sim I\mathcal{E}^2$ , а плотность мощности пучка  $\rho \sim I\mathcal{E}^3$ . Таким образом, задача стабилизации указанных параметров пучка сводится к стабилизации произведения  $I\mathcal{E}^k$  при различных значениях  $k \geq 1$ , которая и может быть решена с помощью пассивных резонаторов, настроенных на частоту, близкую к частоте следования электронных пучков  $f_c$  или ее  $n$ -й гармоники.

Для осуществления стабилизации при импульсном токе пучка  $I = I_0$  количество резонаторов  $N$ , их добротность  $Q$ , собственная частота  $f$  выбираются из условия [2]:

$$4Q^2 \left( n \frac{f_c}{f} - 1 \right) = \left[ \frac{I_0 N r_p (k+1)}{\mathcal{E}_0 - (k+1) I_0 r_c} \right]^2, \quad (1)$$

где  $\mathcal{E}_0$  - неиспользованная энергия ЛУЭ, МэВ,  $r_c$  и  $r_p$  - эквивалентные сопротивления ускорителя системы ЛУЭ и каждого из резонаторов,  $\frac{c}{\lambda}$ . При этом точность стабилизации

$$\frac{\Delta(I\mathcal{E}^k)}{I\mathcal{E}^k} = \frac{k+1}{2k} \left( \frac{\Delta I}{I} \right)^2. \quad (2)$$

Отсюда следует, что на основе данного метода может быть достигнута высокая степень стабилизации  $P$ ,  $j$  и  $\rho$  даже при значительной нестабильности импульсного тока пучка. Так, при  $\frac{\Delta I}{I} = 10\%$  величина  $I\mathcal{E}^k$  изменяется в пределах  $\pm 0,5\%$  при любом  $k \geq 1$ .

Экспериментальное исследование описанного метода стабилизации было проведено на выходной части ускорителя ЛУ-40 / 3 / при импульсном токе пучка,

регулируемом в пределах 0...400 мА, ненагруженной энергии частиц  $\mathcal{E} = 15$  МэВ, длительности импульса 10 мкс и частоте посылок 25 Гц. Основным элементом экспериментальной установки (см. рис.1) является цепочка из девяти пассивных цилиндрических резонаторов 2 с  $H_{020}$ -типом колебаний. Резонаторы настроены на первую радионную частоту следования сгустков ( $f \approx 2 f_c = 5,6 \cdot 10^9$  Гц), что позволяет, с одной стороны, уменьшить габариты пассивной структуры, а с другой — уменьшить время нарастания колебаний и тем самым обеспечить выполнение условия стабилизации (1) для более чем 90% всех частиц в импульсе. При диаметре пролетных отверстий 1,5 см и длине промежутков между резонаторами 2 см величина коэффициента связи между ними меньше критической. Добротность каждого из резонаторов составляла  $(9,4 \pm 0,6) \cdot 10^3$ . В таких резонаторах, как показано в / 4 /, при прохождении в линейных ускорителях импульсных токов пучка в сотни миллиампер может быть получена напряженность электрического поля в сотни киловольт на сантиметр, что позволит создать компактную систему для стабилизации параметров пучка.

Для ускорения сепии ускорителя  $MV-40 / 3 /$  входящая в формулу (1) величина  $H_c = 10 \frac{eB}{\lambda}$ , а для используемых резонаторов  $\eta = 1,6 \frac{eE}{\lambda} / 4 /$ . Подставляя эти значения в (1), получим, что при использовании настроенных в резонанс девяти резонаторов ( $N = 9$ ) центр области стабилизации плотности мощности пучка на уровне  $I_0 = 152$  мА, плотности тока пучка  $I_p = 304$  мА, мощности пучка  $P_0 = 306$  мА.

Конструкция цепочки резонаторов обеспечила возможность их индивидуальной настройки с точностью  $\sim 10$  кГц, регулировки в ходе экспериментов их собственной частоты в пределах  $\pm 3$  МГц путем изменения температур с помощью системы температурования (3 на рис.1) и наблюдения огибающей возбуждаемых пучком СВЧ-колебаний 4. При длине каждого из резонаторов 2 см общая длина пассивной структуры составляет 36 см. На выходном торце пассивной структуры расположено выносное окно 5, выполненное из титановой фольги толщиной 80 мкм.

Для измерения плотности тока пучка предназначена система, состоящая из прецизионного медного экрана 6 с отверстием 7, центр которого совпадает с осью ускорителя 1 и цилиндра Бардака 4. Толщина экрана 15 мм выбрана из условия полного поглощения электронов с энергией 15 МэВ. Радиус отверстия 3 мм много меньше среднеквадратичного отклонения частиц от оси за счет рассеяния на выносном кольце. Поэтому ток пучка, прошедшего отверстием 7, пропорционален плотности тока пучка в плоскости экрана.

Результаты измерения зависимости плотности тока пучка на выходе от импульсного тока пучка приведены на рис.2. Эти данные позволяют найти ток на входе делителя плотности мощности пучка на выходе (см. рис.3а). В этой статье предварительно изменена зависимость энергии частиц на выходе от импульсного тока пучка используемых резонаторов (см. рис.3б). Для ее дальнейшего использования для определения мощности пучка (см.рис.3в).

Из рисунков 2 и 3а следует, что имеет место вентильная стабилизация тока пучка на резонаторах. Например, при уменьшении импульсного тока пучка от 100 мА до 10 мА, т.е. в 10 раз, плотность тока пучка на выходе делителя мощности пучка (рис.2, кривая 1) изменяется лишь в пределах  $\pm 5\%$ . Таким образом, величина импульсного тока пучка, соответствующая центру отбоя  $p, j$ ,  $\mu$  (тогда примерно 100 мА, 300 мА, 600 мА), согласуется с приведенными выше результатами расчета. Для сравнения коды экспериментальных данных с расчетом был экспериментально определен коэффициент пропорциональности между плотностью тока пучка на выходе и величиной  $I\mathcal{E}^2$  (1) (тогда найден отбывающий ток в титановой фольге, в титане состоящий от фольги до экрана). Построенные на

основе этого расчетные кривые на рис.2 и 3а хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Проведенные измерения показали также, что диапазон токов, в котором имеет место стабилизация, может смещаться путем расстройки резонаторов (см. рис.2, кривые 2, 3, 4).

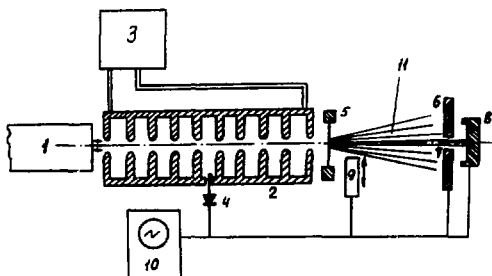


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

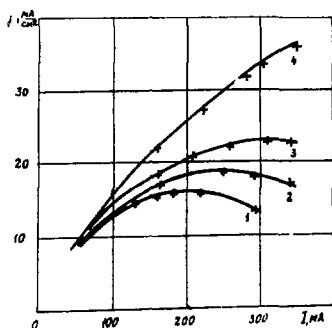


Рис.2. 1.  $\Delta f = |2f_c - f| = 0$ ;  
2.  $\Delta f = 300$  мГц;  
3.  $\Delta f = 600$  мГц;  
4.  $\Delta f = 3$  кГц.

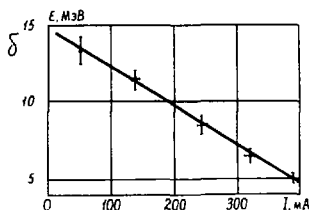
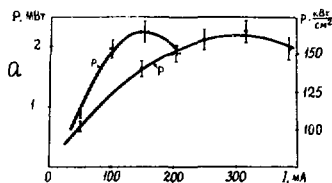


Рис.3

#### Литература

1. А. Г. Ермаков, В. П. Романов. Линейный резонансный ускоритель электронов / Д. А. Физиков, В. А. Куликов, В. П. Романов, А. М. Менделович / В. П., № 8, 1981, с. 245.
2. Функциональные резонаторы для управления параметрами пучков линейных резонансных ускорителей / В. А. Визинков, В. А. Куликов, В. П. Романов, А. М. Менделович / В сб. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента, ИВЭТ, Вып. 3(3), с. 33-34.
3. Линейный ускоритель на средн. ток 1 мА / В. А. Романов, И. А. Гусев, Г. Л. Лутов и др. / Атомная техника, 1979, Т. 46, Вып. 5, с. 336-340.
4. Экспериментальное исследование получения больших ускоряющих полей и дозревания пучка линейного резонансного ускорителя в системе пассивных резонаторов / В. А. Визинков, В. В. Золушкин, В. А. Куликов, В. П. Романов, Г. Л. Лутов, А. М. Менделович / АТЭ, 1982, Т. 57, Вып. 8, с. 1549-1555.

## ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ БЭП

С.А.Беломестных, В.Г.Вещеревич, Э.И.Горنيкер, С.А.Крутихин, И.В.Купцов,  
Г.Я.Куркин, Н.Н.Лебедев, В.М.Меджидзаде, В.М.Петров, А.М.Пилян,  
И.К.Седляров

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В ИЯФ СО АН СССР строится электрон-позитронный накопитель БЭП [1]. Высокочастотная система этого накопителя работает на частоте 20,8 МГц (вторая гармоника частоты обращения) и обеспечивает работу накопителя на энергии до 700 МэВ при токе пучка до 2 А в односгустковом режиме.

ВЧ-система состоит из ускоряющего резонатора, генератора мощности и системы управления. Резонатор имеет добротность - 3500, характеристическое сопротивление - 22,5 Ом, шунтовое сопротивление - 143 кОм, максимальную амплитуду напряжения на зазоре - 70 кВ. Мощность генератора, питающего резонатор, - 50 кВт. Максимальная мощность, рассеиваемая в резонаторе, - 16 кВт. Мощность потерь на синхротронное излучение - 34 кВт (при токе пучка 2 А и энергии 700 МэВ).

Медный вакуумный резонатор (1) (рис.1), представляющий собой короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, нагруженный на емкость, помещается в вакуумный объем из нержавеющей стали (2). Перестройка рабочей частоты резонатора осуществляется прогибом торцевого медного диска (3) с помощью рычагов (8). Укорачивающий диск резонатора держится на внутреннем проводнике коаксиальной линии (4), через отверстия в котором откачивается вакуумная камера. Электромеханические колебания укорачивающего диска подавляются с помощью АРУ по напряжению на резонаторе. Частоты высших мод резонатора, которые могут вызвать раскачку синхротронных колебаний [2], перестраиваются четырьмя специальными плунжерами (7). Контроль напряжения на резонаторе осуществляется с помощью измерительной гетли (6).

Возбуждается ускоряющий резонатор от генератора с выходной мощностью 50 кВт через 75-омный фидер и петлю ввода мощности. Выходной каскад ВЧ-генератора выполнен на водоохлаждаемом тетраде 1У-53А по однотактной схеме с общей сеткой. Все узлы анодного контура генератора сварены из нержавеющей стали для уменьшения добротности паразитных высокочастотных резонаторов. Индуктивностью выходного контура служат трубы подачи охлаждающей воды. Связь с нагрузкой и перестройка частоты осуществляется перемещением емкостных пластин, в конструкции регулировок отсутствуют скользящие контакты.

ВЧ-система (рис.2) работает от задающего генератора ЗГ на частоту 13,4 МГц. Мощность, поступающая в резонатор, регулируется модулятором М, который воздействует на регулируемый усилитель РУ. Модулятор работает в режимах АРУ по току возбуждения или по напряжению резонатора и обеспечивает выключение ВЧ-мощности в аварийных режимах.

Резонатор Р снабжен устройством для автоматической подстройки частоты. Сервопривод С управляется сигналом с выхода фазометра ФЭ или от потенциометрического датчика положения механизма перестройки рабочей частоты резонатора. Фазометр используется при расстройках, лежащих в полосе пропускания резонатора, и измеряет разность фаз тока возбуждения и напряжения резонатора. Потенциометрический датчик применяется при больших расстройках.

В блоке формирования опорного напряжения БОН вырабатывается сигнал с частотой 20,8 МГц, к фазе которого "привязывается" фаза напряжения на резонаторе с помощью системы фазировки. В систему фазировки входят фазовращатель

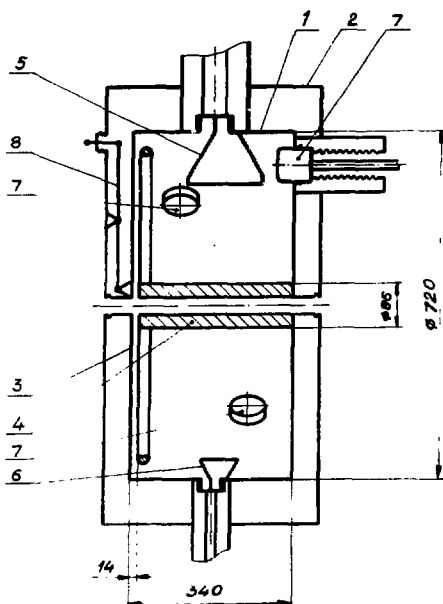
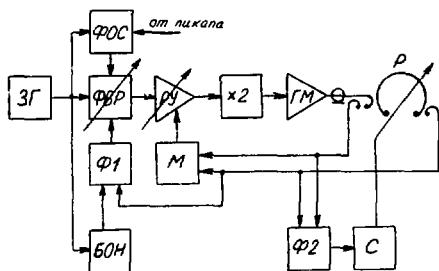


Рис. 1. Ускоряющий резонатор БЭИ:

1 - корпус; 2 - обтекатель из нержавеющей стали; 3 - торцевой диск; 4 - внутренний проводник коаксиальной линии; 5 - петля ввода мощности; 6 - измерительная петля; 7 - механизмы перестройки высших мод; 8 - рычаги механизма перестройки рабочей частоты.



ФВР и фазометр Ф1, который измеряет разность фаз между опорным напряжением и напряжением с измерительной петли резонатора.

Для подавления когерентных дипольных фазовых колебаний пучка введена цепь обратной связи. Напряжение первой гармоники частоты обращения, выделенное из сигнала с пикап-электрода, подается на фазометр обратной связи ФФС. На другой вход фазометра подается напряжение от ЗГ. Сигнал с выхода ФФС воздействует на ФВР.

Инжектором для накопителя БЭИ будет синхротрон Б-ЭИ. Синхронизация инъекции из Б-ЭИ в БЭИ организована аналогично инъекции из Б-ЭИ в ВЭИ-2 [3].

Во время работы накопителя ВЧ-система может управляться оператором или от ЭИИ. В настоящее время ускоряющий резонатор изготовлен, начались его испытания. Ведется наладка генератора мощности и системы управления.

Рис. 2. Функциональная схема ВЧ-системы накопителя БЭИ: ЗГ - задающий генератор; ФФС - фазометр обратной связи; ФВР - фазовращатель; ФУ - регулируемый усилитель; x2 - удвоитель частоты; ГМ - генератор мощности; Р - резонатор; Ф1, Ф2 - фазометры; М - модулятор; БОН - блок опорных напряжений; С - сервопривод.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Анашин и др. Электрон-позитронный накопитель - охладитель БЭИ. Труды 1-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, дубна, 1984. дубна, 1985, т.1, с.238.
2. Л.Л.Карлинер, А.Н.Скринский, И.А.Шехтман. Условия устойчивости фазового движения сгустка в накопителях релятивистских частиц. ЖТФ, 1980, т.30, в.11, с.1940.
3. Г.А.Куркин и др. Новая ускоряющая ВЧ-система ускорителя инжектора Б-ЭИ комплекса ВЭИ-2. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, дубна, 1985. СМД, дс-87-105, дубна, 1987, т.1, с.171.

## ВЧ-СИСТЕМА РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА

В.Е.Акимов, П.Д.Воблый, М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров,  
О.А.Нежевенко, А.А.Нижкифоров, Г.Н.Острейко, Б.З.Персов,  
С.И.Рувицкий, Г.В.Сердобинцев, С.В.Тарарышкин, В.П.Яковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В Институте ядерной физики СО АН СССР разработан 10-оборотный разрезной микротрон на энергию 30 МэВ с током 50 мА в импульсе 30 мкс [1]. Его высокочастотная система (рис.1) включает в себя ускоряющую структуру, инжектор сгруппированных в короткие сгустки электронов, фидерный тракт и генератор ВЧ-мощности - магнотрон.

1. В качестве ускоряющей структуры микротрона выбрана структура с параллельно связанными резонаторами, аналогичная так называемой "Корнельской" [2,3]. Она состоит из 9-ти ускоряющих резонаторов и связывающего их коаксиального резонатора. Связь осуществляется окнами, расположенными вдоль коаксиала через  $\lambda/2$ . При типе колебаний в ускоряющих резонаторах  $E_{0,1} \text{ TEM}$  в коаксиальном резонаторе возбуждение каждого ускоряющего резонатора производится общим током коаксиального резонатора и структура эквивалентна двухконтурной системе. Любая из двух ее резонансных частот может быть рабочей. В описываемом случае работа производится на нижней частоте. Фрагмент ускоряющей структуры изображен на рис.2. Конструктивно она составлена из блоков двух типов: медных, в которых выполнены пролетные трубки, и дюралюминиевых, в которых выполнены окна связи. Перестройка резонансной частоты структуры производится изменением длины коаксиального резонатора путем перемещения бесконтактного поршня. Внешний вид структуры показан на рис.3.

Были проведены расчеты динамики пучка в микротроне с темпом ускорения 3 МэВ на один оборот. Инжекция в ускоряющую структуру производится предварительно "приготовленными" сгустками электронов на низкой энергии (40 кэВ) с фазовой протяженностью  $40^\circ$ . В первых резонаторах происходит дополнительная группировка пучка, обеспечивающая фазовую протяженность сгустков  $5^\circ$  на выходе из ускоряющей структуры. Поэтому параметры пучка после первого пролета ускоряющей структуры в значительной степени определяются его динамикой в первом и втором резонаторах, где на движение электронов сильное влияние оказывает ВЧ-поле и поле пространственного заряда. Для согласования по фазе первого резонатора и регулярной части структуры два последующих промежутка между резонаторами укорочены за счет уменьшения толщины стенок. Дополнительная фокусировка пучка в ускоряющем канале производится двумя магнитными линзами, встроенными в пролетные промежутки между 2-3-и и 7-8-м резонаторами. Для компенсации дефокусирующего воздействия первого ускоряющего зазора перед ним устанавливается фокусирующая линза  $L$  (рис.2). Расчеты показывают, что пучок после прохода ускоряющей структуры при токе 50 мА будет иметь энергетический разброс 3% и поперечный эмиттанс  $1,5 \text{ мрад} \cdot \text{см}$ .

2. В инжекторе (рис.4) в качестве источника электронов используется катодно-сеточный узел (КСУ) от металлокерамического тетрода. Рабочая поверхность импрегнированного катода  $0,9 \text{ см}^2$ . Выбор КСУ на основе тетрода обуслов-

лен желанием иметь минимальный темновой ток в микротроне (измеренное значение 1,5 мкА). Для формирования сгустков электронов на участок "сетка - катод" через высоковольтный разделитель подается ВЧ-импульс, сфазированный с основным источником мощности. На выходе КСУ ускоренные до 40 кэВ сгустки электронов имеют фазовую длину  $120^\circ$ , что позволяет для модуляции их по энергии и последующей группировки использовать "пассивный" резонатор. Средний ток инжектора регулируется в пределах 15-150 мА.

3. Источником ВЧ-мощности для питания ускоряющей структуры микротрона служит новый СВЧ-прибор магნიкон [4,5], который в процессе подготовки к экспериментам был выведен на рабочий режим с уровнем мощности 2,5 МВт в импульсе 30 мкс. Магницион имеет два вывода энергии со сдвигом фаз колебаний в них  $90^\circ$ . Передача мощности осуществляется по коаксиальным кабелям (РК 50-44), и ее сложение производится посредством волноводно-коаксиального тройника (ВКТ). ВКТ, волновод  $220 \times 104$  мм и коаксиальный переход с волноводным шлейфом составляют единую конструкцию с ускоряющей структурой. Мощность в коаксиальный резонатор вводится через согласующий низкоспиральный четвертьволновый трансформатор и распределяется между коаксиальным и ускоряющим резонаторами. Передача мощности в ускоряющие резонаторы (с учетом мощности, затрачиваемой на ускорение пучка) определяется параметрами резонаторов, их настройкой и коэффициентом связи.

4. До начала испытаний ВЧ-системы на большом уровне мощности были произведены холодные измерения и настройка ускоряющей структуры, фидерного тракта, ВКТ и инжектора на отдельном испытательном стенде (основные результаты испытаний инжектора приведены в разделе 2). Измерены коэффициент связи в структуре  $K = 0,84\%$ , параметры резонаторов структуры (см. таблицу), определены диапазоны регулировок по частоте и условия согласования с источником ВЧ-мощности - магниционом.

Таблица

$f$ (МГц)	$Q_y$	$Q_k$	$R_y$ (Ом)	$R_k$ (Ом)	$Z$ (нОм/м)
915	18000	5000	$\approx 13$	20	30

Вывод ВЧ-системы в рабочий режим, контроль и стабилизация его во время работы производится от ЭЭМ. Резонаторы структуры не имеют устройств для подавления мультипактора, поэтому потребовалась предварительная тренировка ВЧ-полем (несколько рабочих смен) для выхода ускоряющей структуры в номинальный режим. Испытание ВЧ-системы микротрона показало надежность ВЧ-тракта на уровне мощности  $> 2$  МВт при работе на резонансную высокочастотную нагрузку. Был проведен и ускорен пучок с током 50 мА в центр коллектора диаметром 10 мм, расположенного в 90 см от выхода из структуры. Регистрировался ток, а также положение и радиальные размеры пучка по отпечатку на радиационно-чувствительной пленке. Энергия ускоренного пучка измерялась косвенно по напряжению в ускоряющих резонаторах и непосредственно по поглощению в металле. На выходе структуры был установлен пакет из алюминиевых пластин разной толщины с прокладками между ними (30 мкм) из радиационно-чувствительной пленки и на него был направлен пучок, выпущенный в атмосферу через титановую фольгу 50 мкм. Измеренная энергия пучка 3 МэВ. Импульсная мощность в пучке 300 кВт, использованная в ускоряющих резонаторах, мощность с учетом мощности в пучке составляет 85% от поступающей. Мощность, потребляемая от магнициона, 1,5 МВт.

Поперечный эмиттанс пучка оценивался по отпечаткам, полученным непосредственно на выходе структуры и в плоскости коллектора. Измеренное значение поперечного эмиттанса пучка соответствует 0,3 мрад·см.

Рис.1. Блок-схема ВЧ-системы. 1 - ВКТ, 2 - устройство диагностики лучка, 3,5,6 - приводы перестройки на шаговых двигателях, 4 - линза входная, 7 - высоковольтный ВЧ-разделитель.

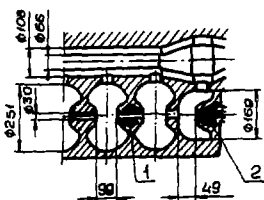
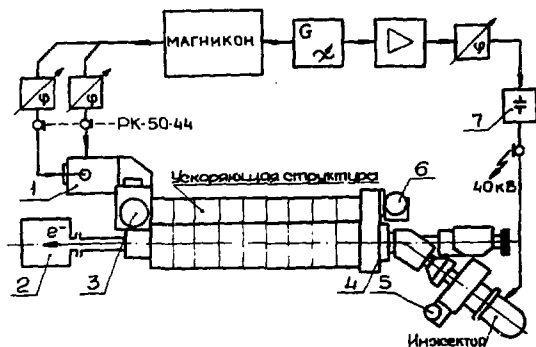


Рис.2. Фрагмент структуры:  
1 - линза из самарий-кобальта,  
2 - входная линза.

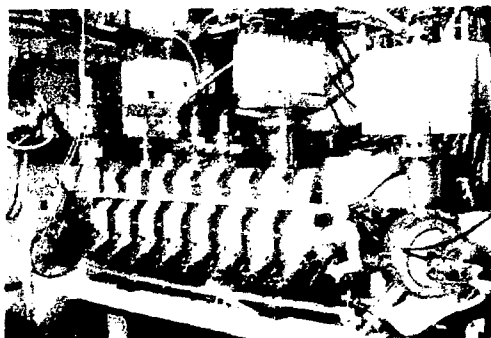
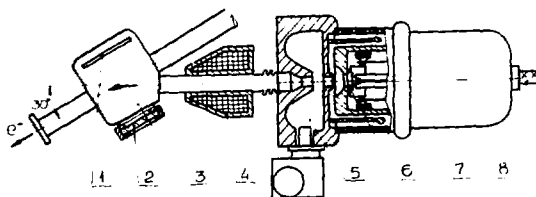


Рис.3. Внешний вид структуры.

Рис.4. Инжектор:

- 1 - лимнофор, 2 - окно,  
3 - камера поворотного магнита, 4 - линза инжектора, 5 - резонатор,  
6 - КСУ, 7 - изолятор,  
8 - ввод питания КСУ.



#### ЛИТЕРАТУРА

1. Акимов В.Е. и др. Труды десятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.II, с.II3. ОИЯИ, Д9-7-135, Дубна, 1967.
2. R.M.Sudelin et al.IEEE Trans.on Nucl.Sci.,Vol.NS-24, No.3, p.1686, June 1977.
3. R.M.Sudelin et al.IEEE Trans.on Nucl.Sci.,Vol.NS-28, No.3, p.2844, June 1981.
4. Карлнер М.М. и др. Магнетрон. В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.5, Горький, ГТУ, с.141, 1966.
5. M.M.Karliner et al. Nuclear Instr. and Methods in Physics Research, A269 (1988), No.4, p. 459.



## ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА МАЛОГАБАРИТНОГО МИКРОТРОНА

А.Ю.Балаев, А.А.Вишневский, В.П.Степанчук

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского

Откачка вакуумной камеры микротрона в традиционных конструкциях осуществляется вакуумными насосами, чаще всего магниторазрядными, в совокупности с механическими форвакуумными. Насосы вместе с вакуумными коммуникациями усложняют конструкцию ускорителя и его обслуживание, увеличивают массу и габаритные размеры. Так, например, отказ от применения в созданном малогабаритном передвижном микротроне на 5 МэВ серийного магниторазрядного насоса НОРД-100 привел к снижению массы его излучающего блока почти в два раза, то есть примерно на 70 кг, а массы всего ускорителя—более чем на 170 кг за счет исключения источника питания НОРД-100, форвакуумного насоса и коммуникаций.

Один из вариантов конструкции вакуумной камеры малогабаритного микротрона с встроенным вакуумным насосом был осуществлен ранее [1]. Проведенные в последние годы исследования в этом направлении показали, что по соображениям минимизации массы вакуумной системы малогабаритного микротрона, упрощения ее конструкции и эксплуатации более перспективным является использование вакуумной камеры отпаяной конструкции с блоком нераспыляемых газопоглотителей. Такие газопоглотители после активировки на откачном посту позволяют поддерживать в вакуумной камере микротрона хорошие вакуумные условия и не требуют источников электроэнергии.

Проведен расчет необходимой массы газопоглотителя для вакуумной системы малогабаритного передвижного 3-см микротрона на 5 МэВ, имеющей следующую геометрию: цилиндрическая вакуумная камера с внутренним диаметром 185 мм и высотой 20 мм; прямоугольный патрубков  $50 \times 30$  мм<sup>2</sup> длиной 120 мм /для установки резонаторного блока/; резонаторный блок с волноводом  $10 \times 23$  мм<sup>2</sup> длиной 150 мм /вакуум внутри и снаружи/; волноводный переход  $10 \times 23$  мм<sup>2</sup> -  $12,6 \times 28,5$  мм<sup>2</sup> длиной 90 мм /вакуум только внутри/. Общая площадь поверхности деталей, обращенных внутрь вакуумного объема, составляет 1480 см<sup>2</sup>, из которых 94% занимает медь; 2,4% - керамика; 2% - молибден; 1,6% приходится на никель, монель, титан, тантал, вольфрам, гексаборид лантана.

В соответствии с расчетами при сроке службы камеры  $10^3$  часов в непрогреваемой камеру необходимо было бы поставить газопоглотители с суммарной массой, сравнимой с массой самой камеры. После прогрева и обезгаживания камеры на откачном посту, когда скорость газосвделения снижается на несколько порядков, в вакуумной камере микротрона /как следует из расчетов/ достаточно разместить газопоглотитель с суммарной массой около 10 г, если даже увеличить срок ее эксплуатации и хранения до  $10^4$  часов.

После экспериментальной проверки проведенных расчетов на непрогреваемой камере разборной конструкции и уточнения с учетом запаса необходимой массы

газопоглотителя была разработана и изготовлена неразборная, но реставрируемая вакуумная камера с блоком из шести титановых нераспыляемых газопоглотителей, который был впаян в прямоугольный патрубок для установки резонаторного блока. С другой стороны этого же патрубка впаян миниатюрный технологический магниторазрядный насос для контроля вакуума.

Прогрев камеры с резонаторным блоком и активировка блока газопоглотителей и инжектора на откачном посту проводились по технологии, разработанной в процессе экспериментов. После этого был проведен скус штенгеля для откачки и, таким образом, первая отпаянная вакуумная камера малогабаритного микротрона на 5 МеВ была подготовлена к работе.

Проведенные эксперименты на отпаянной вакуумной камере с применением газопоглотителей дали вполне удовлетворительные результаты с точки зрения поддержания хорошего вакуума в системе. Измерения вакуума в камере микротрона на неработающем ускорителе через 30 и 680 часов после ее изготовления дали значения соответственно  $1,5 \cdot 10^{-7}$  и  $5 \cdot 10^{-8}$  мм рт.ст. /улучшение вакуумных условий со временем объясняется превышением сорбционной емкости газопоглотителей над суммарным газовыделением/. Испытания первой такой камеры на работающем ускорителе показали, что при импульсном токе инжектора до 200 мА вакуум в камере поддерживается на уровне не хуже  $4 \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст. После вскрытия и реставрации камеры для замены инжектора были получены еще более хорошие вакуумные условия: вакуум в камере на неработающем ускорителе  $10^{-8}$  мм рт.ст., а при среднем токе пучка ускоренных электронов 4 мкА /импульсный ток инжектора 300 мА/ -  $10^{-6}$  мм рт.ст.

В связи с использованием в микротроне 3-см диапазона вакуумной камеры отпаянной конструкции весьма актуальным вновь становится вопрос о продлении срока службы инжектора, а также и ускоряющего резонатора. До сих пор в микротронах 3-см диапазона применялись прямонакальные инжекторы, в том числе и из гексаборида лантана со сроком службы 70 часов [1]. Одна из основных причин выхода таких инжекторов из строя - разбалтывание образца из гексаборида лантана в оправке. Нами в 3-см малогабаритном микротроне был использован образец из  $LaB_6$  в виде ступенчатого соосного цилиндра, большая часть которого помещалась в танталовую обойму, привариваемую к токоподводящим траверсам. Такая конструкция обеспечивает надежное крепление гексаборидлантанового образца, прошла успешное испытание на практике и позволяет рассчитывать на увеличение срока службы прямонакального инжектора, хотя окончательных данных по достигнутому сроку службы к настоящему времени нет. Применение инжекторов с электронным разогревом, хорошо зарекомендовавших себя в 10-см микротронах (см., например, [2]), связано с немалыми трудностями, прежде всего из-за уменьшения линейных размеров, пропорциональных длине волны. В то же время хорошие вакуумные условия в камере малогабаритного микротрона 3-см диапазона принципиально позволяют использовать катоды с серийно выпускаемых приборов 0-типа в качестве вспомогательных катодов для электронного разогрева основного инжектора микротрона взамен обычно применяемой вольфрамовой спирали. Это дает основания рассчитывать на значительное увеличение срока службы инжектора. Были проведены расчеты параметров такого инжектора и разработана его конструкция, причем рассматривались варианты как с одним вспомогательным катодом, так и с двумя, расположенными симметрично относительно медианной плоскости ускорителя. В настоящее время осуществляется практическая реализация инжектора с электронным разогревом в 3-см микротроне.

После решения вопроса о продлении срока службы инжектора вполне закономерным становится вопрос о сроке службы ускоряющего резонатора, обусловленного его электрической прочностью. Проведенные исследования вторично-эмиссионных процессов и процессов импульсного нагрева и разрушения внутренней поверхности резонатора пульсирующим электронным потоком позволили сделать практические рекомендации, связанные с изменением его конструкции для продления срока службы ускоряющего резонатора микротрона.

#### Л и т е р а т у р а

1. Петряев И.П., Поляков В.И., Родионов Ф.Б. Малогабаритный микротрон 3-см диапазона на 8 МэВ. -ПТЭ, 1983, № 4, с.29-31.
2. Серяпин В.Г., Патренин В.А., Лиманов Ю.М. Микротрон для радиационной физики полупроводников. -ПТЭ, 1971, № 2, с.21-23

ОПЫТ ВВОДА ВЧ-МОЩНОСТИ В РЕЗОНАТОРЫ НАЧАЛЬНОЙ ЧАСТИ СИЛЬНОТОЧНОГО  
ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

К. В. Былинский, А. Г. Васильев, В. З. Гречко, О. С. Королев, П. Н. Остроумов,  
З. П. Потапов, С. Д. Пронин, А. В. Фещенко, С. И. Шараментов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ю. Д. Иванов, А. И. Кваша, К. М. Лопатников, З. Э. Свирин, В. М. Пироженов,  
Н. И. Уксусов, А. Н. Шлепнев

Московский радиотехнический институт

В настоящем докладе обсуждаются результаты экспериментов по вводу ВЧ-мощности в резонаторы № 1 и № 5 начальной части сильноточного линейного ускорителя мезонной фабрики, работающие на частоте 198,2 МГц. Эксперименты проводились на разных стадиях готовности резонаторов к ускорению пучка. При обсуждении основное внимание уделено резонатору № 1, при возбуждении которого возникли наибольшие трудности.

Блок-схема возбуждения ВЧ-колебаний в резонаторе № 1 представлена на рис. 1.

Резонатор возбуждался двумя петлями связи, расположенными на расстоянии четверти длины резонатора от его торцов. Петли связи находятся в воздухе и отделены от вакуумного объема резонатора диэлектрической диафрагмой из кварцевого стекла [1]. Резонатор № 1 имеет длину 17 м и содержит 87 трубок дрейфа, 2 полутрубки и 11 стабилизирующих стержней. Резонатор рассчитан на ускорение протонов от энергии 750 кэВ до энергии 20,5 МэВ.

Резонатор № 5 является последним резонатором начальной части ускорителя, предназначенным для ускорения протонов с энергии 94,4 МэВ до энергии 100,1 МэВ. Он имеет длину 8,4 м и содержит 9 трубок дрейфа и две полутрубки. Резонатор возбуждается одной петлей связи, расположенной в средней части резонатора. В номинальном режиме ВЧ-мощность потерь в меди резонатора № 1 равна 1,2 МВт, в резонаторе № 5 — 1,1 МВт [2].

От упомянутого каскада 4-каскадного канала усиления к каждому из резонаторов ВЧ-мощность передается по коаксиальному фидеру сечением 300/130 мм, длиной около 35 м [3, 3]. Электрическая длина фидера регулируется при помощи фазовращателя ромбоного типа,строенного в переключатель. При настройке резонаторов в резонанс с частотой задающего генератора и оптимальной связи КСВ фидера со стороны оконечного каскада имеет величину 1,3—1,7 в зависимости от положения фазовращателя.

Контроль уровня ВЧ-поля в резонаторах производился при помощи измерительных петель, размещенных в начале, середине и конце резонаторов.

Первые эксперименты по вводу ВЧ-мощности в резонатор № 1 осуществлялись в два этапа. На первом этапе, продолжавшемся 11 часов, резонатор возбуждался от предварительных каскадов канала усиления с частотой повторения 100 Гц и импульсной мощностью, постепенно увеличивавшейся от 1 до 15 кВт. При этом давление в резонаторе не превышало  $6,7 \cdot 10^{-3}$  Па (начальный вакуум составлял  $5 \cdot 10^{-3}$  Па), а на импульсе огибающей ВЧ-поля имелись характерные искажения, вызываемые вторично-электронным резонансным разрядом (ЗЭРР) в ускоряющих зазо-

рах. Следует отметить, что появление ВЭРР в резонаторе не приводило к скачкообразному перекоосу поля, которое наблюдалось на ускорителе И-100.

На втором этапе резонатор №1 возбуждался по штатной схеме с частотой повторения 10 Гц, импульсной ВЧ-мощностью, постепенно увеличиваемой от 0,14 до 1,2 МВт. Скорость увеличения уровня ВЧ-поля в резонаторе ограничивалась принятым в эксперименте максимально допустимым давлением  $6,5 \cdot 10^{-4}$  Па. Форма огибающей ВЧ-импульса, близкая к экспоненциальной, получена в резонаторе при вводимой ВЧ-мощности около 0,4 МВт. Поле, близкое к номинальному, было достигнуто через 9 часов тренировки. При уровне ВЧ-мощности около 1,0 МВт в резонаторе отмечено 8 пробоев, мощность дозы рентгеновского излучения в момент пробоя достигала величины 320 МР/ч. Последующие эксперименты были связаны с наблюдением электронного тока в апертуре первых трубок дрейфа резонатора №1, контролем распределения мощности дозы рентгеновского излучения вдоль него и масс-спектрометрическим измерением состава остаточных газов.

Электронный ток измерялся при помощи дискового электрода, расположенного на оси резонатора на расстоянии 150 мм от первого ускоряющего промежутка. Во время ВЭРР, в течение всей длительности импульса, регистрировался ток величиной более 10 мкА.

При увеличении уровня ВЧ-поля сигнал тока пропадал и появлялся вновь на уровне ВЧ-поля, близком к номинальному. На этом уровне сигнал тока представлял собой треугольный импульс, возникающий по времени в конце экспоненциально нарастающей огибающей ВЧ-поля. Импульс тока опускался до нуля при включении питания фокусирующих электромагнитных линз начальных трубок дрейфа.

Зависимость максимальной величины электронного тока во время импульса от напряженности ВЧ-поля на поверхности радиуса скругления апертурного отверстия  $E_{sr}$  приведена на рис.2. Характер этой зависимости указывает на автоэмиссионное происхождение тока. При  $E_{sr} = 9,3$  МВ/ч, соответствующем номинальному уровню ускоряющего ВЧ-поля в резонаторе, ток достигает величины 0,6 мкА. Ток автоэмиссии практически исчезает при  $E_{sr} \leq 6,0$  МВ/ч. Следует обратить внимание на то, что к концу резонатора максимальные напряженности ВЧ-полей на поверхности трубок дрейфа не превышает 7,5 МВ/ч. В связи с чем можно ожидать, что в последних ускоряющих промежутках эти токи незначительны.

Кроме основного сигнала тока автоэмиссии после окончания ВЧ-возбуждения резонатора наблюдался повторный сигнал тока в тот момент, когда ВЧ-поле в резонаторе спадало до уровня, соответствующего возникновению ВЭРР.

На рис.3 приведено распределение рентгеновского излучения вдоль резонатора №1 на его поверхности при номинальном уровне ВЧ-поля. Наличие значительного повышения рентгеновского излучения (кривые 1,2) во второй половине резонатора удовлетворительного объяснения в настоящее время не получило. Возможно, что этот всплеск обусловлен ионизационными процессами, связанными с появлением загрязнений через микротечи в районе шва патрубков второго узла ввода мощности.

Масс-спектрометрические исследования показали, что в составе остаточного газа в резонаторе №1 основными компонентами являются водород и вода. При подаче ВЧ-мощности в резонатор выделяется, в основном, водород. Наблюдается также десорбция  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ , что связано, вероятно, с диссоциацией аммиака и локальным газогревом [4]. При воздействии ВЧ-поля в течение 24 часов наблюдается эффект уменьшения скорости стимулированного газовыделения водорода и оксидов углерода примерно в 10 раз. Результаты масс-спектрального контроля состава остаточного газа в резонаторе №1 до и во время ввода ВЧ-мощности представлены в таблице.

Т а б л и ц а

Скорости газовыделения в резонаторе № 1 (  $\frac{\text{л}^3}{\text{с} \cdot \text{л} \cdot \text{а}}$  )

Этап	Газ	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>	CO	CH <sub>4</sub>	A
Без ВЧ-мощности		$2,9 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	-	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$8,4 \cdot 10^{-8}$
При ВЧ-мощности I МВт		$2,2 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-4}$	$5,3 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-7}$

На основании проведенных экспериментов по вводу ВЧ-мощности в резонаторы № 1 и № 5 можно сделать следующие выводы:

1. В резонаторе со стабилизирующими стержнями после двадцатичасовой тренировки получена устойчивая работа на номинальном уровне импульсной ВЧ-мощности и частоте повторения импульсов 10 Гц.

2. Наличие стабилизирующих стержней в резонаторе обеспечивает стабильное распределение продольного электрического поля даже при возникновении ЭЗРР.

3. Измерения автоэлектронного тока в начальных зазорах резонатора № 1 позволяют сделать предположение, что после тренировки автоэлектронный ток будет отсутствовать в большинстве зазоров первого и во всех зазорах остальных резонаторов начальной части ускорителя.

4. Изучение распределения рентгеновского излучения может оказаться полезным для обнаружения аномалий, связанных с локальными загрязнениями или нарушениями контактов в резонаторе.

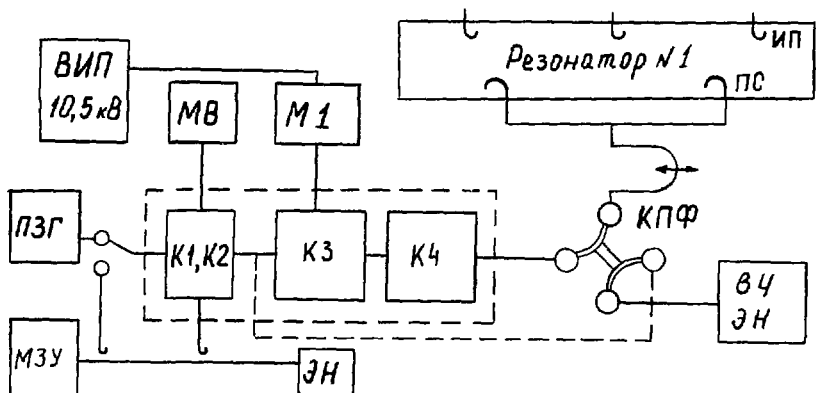


Рис. 1. Блок-схема возбуждения ВЧ-колебаний в резонаторе № 1. ВИП - пере-страиваемый задачник генератор, МЗУ - мощное задающее устройство, MB - модулятор - возбудитель, M1 - мощный модулятор (триод 1ГМ-44), K1, K2 - предварительные каскады, K3 - предоконечный каскад (тетрод 1Г-31А), K4 - оконечный каскад (триод 1Г-54А), ЭН - эквивалент на-грузки, КПФ - коаксиальный переключатель-фазорегулятор, ПС - петля связи с резонатором, ИП - измерительная петля.

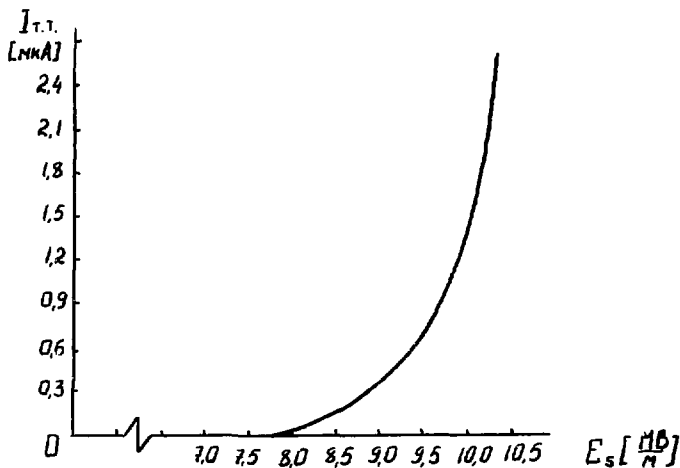


Рис.2. Зависимость величины электронного тока от напряженности электрического поля на поверхности радиуса скругления апертурного отверстия.

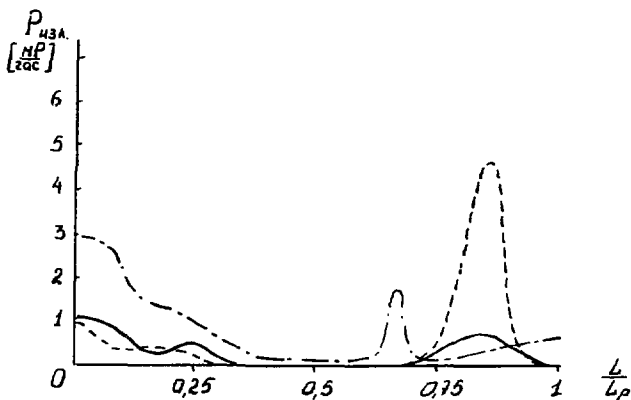


Рис.3. Распределение мощности дозы рентгеновского излучения вдоль резонатора № 1 (кривая 1 - июнь 1988 г., первый ввод мощности, 2 - август 1988 г., после промывки резонатора; 3 - сентябрь 1988 г., после дополнительной промывки резонатора).

#### Л и т е р а т у р а

1. Б.И.Поляков, Б.В.Романов, Н.И.Уксусов. Предварительные результаты испытаний герметизирующих окон резонаторов линейного ускорителя протонов МЭГАН. Труды ИЯИАН СССР, № 39, 1980, с.86-95.
2. Н.И.Уксусов, Б.И.Поляков, Б.В.Романов. Коаксиально-фидерные системы линейного ускорителя мезонной фабрики. Труды ИЯИАН СССР, 1977, № 8, с.70.
3. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (Мезонная фабрика). Под редакцией Б.П.Мурина. Труды ИЯИАН СССР, 1974, № 16.
4. А.А.Глазков, Г.Л.Саксаганский. Вакуум электрофизических установок и комплексов. М., Энергоатомиздат, 1985, с.21.

ВОЗМОЖНОСТИ ОДНОВРЕМЕННОГО УСКОРЕНИЯ ПУЧКОВ С РАЗЛИЧНЫМИ  
ЭНЕРГИЯМИ ИНЪЕКЦИИ В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ  
ФОКУСИРОВКОЙ (ПОФ)

С.Е.Брагин, А.Г.Чурсин

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В канале ускорителя с ПОФ (1,2) возможна транспортировка пучков ионов в широком диапазоне энергий, поскольку при постоянном отношении заряда частицы к ее массе частота поперечных колебаний слабо зависит от энергии. В данной работе исследуется возможность одновременного ускорения пучков с различными энергиями инжекции в структуре с ПОФ.

Частица, скорость которой больше начальной фазовой скорости ускоряющей волны на величину, превышающую максимальный размер сепаратрисы по скорости на входе канала, находится вне области устойчивости. На начальном участке она транспортируется без ускорения, совершая колебания около начальной скорости. Синхронная фазовая скорость ускоряющей волны  $\beta_s$  нарастает вдоль канала, постепенно приближаясь к средней скорости частицы  $\beta$ . Для захвата частицы в режим ускорения в момент сближения  $\beta_s$  и  $\beta$  необходимо быстрое увеличение размеров сепаратрисы, достичь которого можно, например, путем резкого изменения параметров ускоряющих ячеек, таких как синхронная фаза  $\varphi_s$  и эффективность ускорения  $\theta$ . На рис.1 показано семейство фазовых траекторий в продольной плоскости в консервативном приближении, соответствующее некоторым значениям  $\varphi_s$  и  $\theta$ ;  $\varphi$  - фаза частицы. Считаем, что пучок, захваченный ранее в режим ускорения, располагается внутри сепаратрисы  $S_1$ . Он, в свою очередь, может состоять из нескольких пучков, захваченных на предыдущих участках структуры. В консервативном приближении частица, двигаясь по фазовой траектории в пределах заштрихованной области  $C$ , обогнет сепаратрису  $S_1$  и в режим ускорения не захватится. Если изменением параметров  $\varphi_s$  и  $\theta$  сепаратриса будет быстро расширена (до положения  $S_2$ ), то она охватит значительную часть области  $C$ . Пользуясь уравнением сепаратрисы (3):

$$\Delta\beta = B\sqrt{\theta[(\varphi + \varphi_s - \sin(\varphi - \varphi_s))\cos\varphi_s - (1 + \cos(\varphi - \varphi_s))\sin\varphi_s]}$$
,  
где  $B$  - постоянная для данной ускоряющей структуры величина, можно определить ширину области  $C$  для любого значения  $\varphi$ :

$$d_c(\varphi) = \Delta\beta(\varphi + 2\pi) - \Delta\beta(\varphi).$$

Пучок к моменту захвата располагается в пределах этой области, имея фазовую протяженность  $2\pi$ . Коэффициент захвата практически можно оценить уже в тот момент как долю частиц, оказавшихся внутри сепаратрисы  $S_2$ . Фазовая плотность суммарного пучка, состоящего из двух пучков, один из которых расположен внутри сепаратрисы  $S_1$ , а другой - внутри  $S_2$ , зависит от взаимной близости этих пучков на фазовой плоскости. При построении ускоряющей структуры нужно применять специальные меры для повышения фазовой плотности:

- уменьшение площади области  $C$  путем снижения темпа ускорения;
- соблюдение условия консервативности фазового движения на участках структуры, где не происходит захвата пучка, чтобы исключить попадание в сепаратрису области фазового пространства, свободного от частиц;



- плавное уменьшение размера сепаратрисы в соответствии с адиабатическим затуханием фазовых колебаний ускоряемого в ней пучка.

Для расчета ускоряющей структуры численно моделировалась динамика осевых частиц. Подбор функций  $\varphi_s$  и  $\theta$  в зависимости от номера периода ускорения  $N$  выполнялся методом последовательных приближений. Расширение сепаратрисы достигалось путем скачкообразного изменения  $\varphi_s$  до уровня  $-90$  градусов и увеличения скорости подъема эффективности ускорения  $\theta$  в момент, когда частица захватываемого пучка с наименьшим значением  $\varphi$  достигала скорости  $\beta \approx \beta_s$ . Оценивались фазовые портреты ускоренных пучков и коэффициенты захвата.

В качестве примеров приводим результаты расчета двух вариантов ускоряющих структур. В варианте А до энергии 750 кэВ ускоряются одновременно четыре пучка протонов с энергиями инжекции 20, 30, 40 и 50 кэВ, а в варианте Б до той же энергии ускоряются два пучка с начальными энергиями 20 и 100 кэВ. Входные пучки - моноэнергетические, непрерывные. Зависимости коэффициентов захвата  $K_z$  от энергии инжекции  $W_H$  для обоих вариантов представлены на рис.2. Для всех пучков  $K_z > 0,9$ . По виду кривой  $K_z(W_H)$  можно судить и о фазовой плотности ускоренного пучка: чем глубже провалы кривой при значениях энергии, не соответствующих энергиям инжекции ни одного из пучков, тем выше фазовая плотность.

Расчетные зависимости  $\varphi_s$  и  $\theta$  от номера периода ускорения  $N$  для вариантов А и Б показаны на рис.3. Участки подъема и спада функции  $\theta$  в варианте Б позволили сократить начальный участок канала и уменьшить фазовый объем ускоренного пучка за счет поджатия сепаратрисы до размеров пучка с энергией инжекции 20 кэВ. Общая длина канала А составила 2640 мм, а канала Б - 2077 мм при среднем радиусе апертуры  $R_0 = 5$  мм, длине волны  $\lambda = 1512$  мм и амплитуде разности потенциалов между смежными электродами  $V = 75$  кВ.

Фазовые портреты ускоренных пучков в продольной плоскости представлены на рис.4. Каждый из пучков занимает свою подобласть в области устойчивости. В ядре располагается пучок с минимальной энергией инжекции, вокруг него совершают движение по фазовым траекториям пучки с большими начальными энергиями. Все ускоряемые пучки после захвата располагаются в пределах одной сепаратрисы, а в поперечной плоскости их портреты практически совпадают.

Таким образом, в работе показано, что в ускорителе с ПОФ возможно одновременно ускорение нескольких пучков с коэффициентом захвата более 0,9 и получение суммарного ускоренного пучка с достаточно высокой фазовой плотностью. Направить пучки от различных источников по одной оси ускорителя можно с помощью поворотного магнита. Динамика частиц в поперечной плоскости, а также кулоновские эффекты, как показали оценки, не создают дополнительных трудностей по сравнению с обычным ускорением одного пучка.

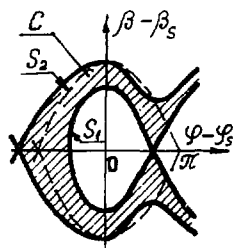


Рис.1

фазовые траектории в продольной плоскости:

$S_1$  - сепаратриса до захвата,

$S_2$  - сепаратриса после захвата,

$C$  - область расположения захватываемого пучка.

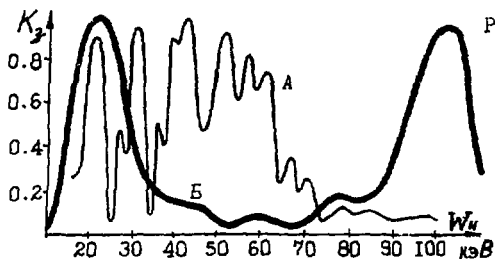


Рис.2. Зависимости коэффициента захвата  $K_2$  от энергии инъекции  $W_{и}$  для вариантов А и Б ускоряющей структуры.

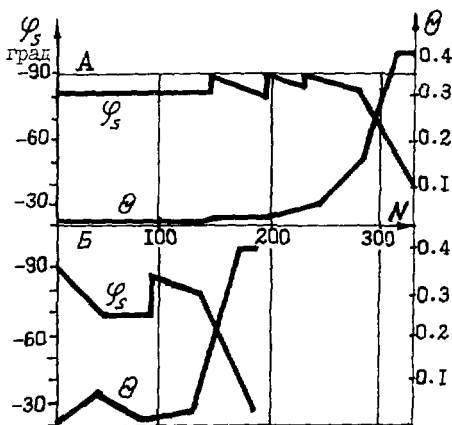
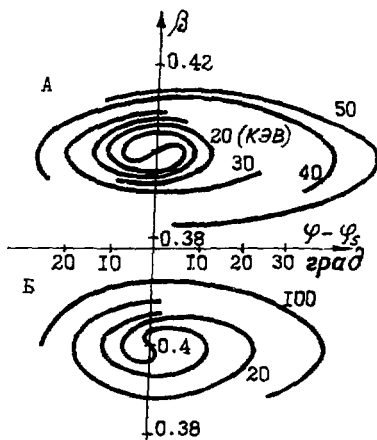


Рис.3. Зависимости синхронной фазы  $\varphi_s$  и эффективности ускорения  $\theta$  от номера периода ускорения  $N$  для вариантов А и Б ускоряющей структуры.

Рис.4. Фазовые траектории ускоренных пучков с энергиями инъекции: 20, 30, 40 и 50 кэВ (вариант А), 20 и 50 кэВ (вариант Б).



#### Л и т е р а т у р а

1. И.М. Капчинский. Линейный ускоритель ионов с высокочастотной жесткой фокусировкой. Ч. I, ч. II. Препринт ИФВЭ, 72-30, 1972.
2. Мальцев А.П., Степанов В.Б., Тепляков В.А. Расчетные параметры начальной части ускорителя с ВЧ-квадрупольной фокусировкой. Препринт ИФВЭ, 72-24, 1972.
3. Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. Москва, Энергоиздат, 1982.

## РАДИОТЕХНИЧЕСКАЯ НАСТРОЙКА ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ

С. К. Есин, С. В. Исаенко, Л. В. Кравчук, В. А. Пунтус, Г. В. Романов, Т. Н. Хабибуллин

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Основная часть (100-600 МэВ) линейного ускорителя Московской мезонной фабрики состоит из 27 ускоряющих и одного согласующего резонаторов. Ускоряющий резонатор представляет собой колебательную систему, состоящую из четырех секций структуры с шайбами и диафрагмами, соединенных тремя резонансными мостовыми устройствами, сделанными на основе прямоугольных волноводов /рис. 1/. В промежутках между секциями устанавливаются фокусирующие элементы /1/.

Радиотехническая настройка резонаторов устанавливает: 1) требуемую частоту рабочего колебания  $991 \pm 0,03$  МГц; 2) равенство средних по длине значений амплитуды ускоряющего поля - уровней поля - в секциях резонатора с точностью не хуже 0,8%; 3) максимальную стабильность соотношений уровней поля в секциях резонаторов к случайным частотным расстройкам. Радиотехническая настройка резонаторов производится в основном изменением электрических длин и симметричности мостовых устройств за счет сжатия-растяжения специальных силовых узлов и ввода-вывода цилиндрических плунжеров /рис. 1/2/.

Измерения распределения поля в резонаторах проводятся методом малых возмущений с помощью измерительно-вычислительного комплекса /3/.

### Стабилизация и выравнивание ускоряющего поля

Для описания резонатора как колебательной системы вполне применим однодиодовый подход /4/. Предполагается, что секции и мостовые устройства имеют только по одной собственной частоте, а распределения поля по резонатору на всех видах колебаний характеризуются значениями уровней поля в секциях и мостовых устройствах. В идеальном случае спектр частот колебаний резонатора определяется соотношением

$$f_i / f_p = (1 + 2K \cos \theta_i)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $i = 1, \dots, N$  - номер колебания;  $N = 7$  - число элементов в резонаторе;  $\theta_i = i\pi / (N + 1)$ ;  $f_p$  - рабочая частота резонатора ( $i = 4$ );  $K$  - коэффициент связи между мостовыми устройствами и секциями (0,004 - 0,006);  $f_i$  - частота  $i$ -го колебания. Нормированный уровень поля  $E_{in}$  в  $n$ -й секции на  $i$ -м колебании равен

$$E_{in} = 0,5 \sin(n\theta_i), \quad (2)$$

где  $n = 1, 3, 5, 7$  - порядковый номер секции как элемента резонатора (четные номера имеют мостовые устройства). В линейном приближении уровень поля  $\tilde{E}_{in}$  в  $n$ -й секции возмущенного резонатора на  $i$ -м колебании выражается через характеристики невозмущенного по формуле

$$\tilde{E}_{in} = E_{in} + \sum_{\substack{i \neq j \\ j=1}}^N \frac{E_{ip} \delta \omega_p E_{jp}}{f_i^2 - f_j^2} E_{jn}, \quad (3)$$

где  $\delta \omega_p$  - частотная расстройка  $p$ -го элемента резонатора (секции или моста). Из формулы (3) с учетом (1) и (2) видно, что на рабочем колебании ( $i = 4$ ) для идеального резонатора компенсация частотных возмущений является в линейном приближении полной, т.к. спектр частот симметричен относительно рабочей частоты, а значения уровней поля в каждой секции на видах колебаний, частоты которых в спектре противоположны относительно рабочего вида, равны, т.е.

$$E_{1n} = E_{7n}; E_{2n} = E_{6n}; E_{3n} = E_{5n}. \quad (4)$$

В реальном резонаторе отклонения параметров отдельных элементов от идеальных значений нарушают соотношения (1) и (4). Ранее считалось [2], что для приемлемой стабильности резонатора достаточно установить равенство  $J_2 \cdot J_4 = J_1 \cdot J_3$ , поскольку соответствующие колебания вносят наибольший вклад в возмущенное поле. Однако установлено [5], что необходима симметричность всех пар частот спектра (точнее говоря, выполнение соотношения [1]), т.к. симметричность только ближайшей пары означает нарушение всех равенств (4), что и будет причиной нестабильности резонатора. Выполнение соотношения [1] для всех частот спектра резонатора в силу теоремы единственности для проблемы собственных значений с симметричной трехдиагональной матрицей [6], каковой является однодиффузное описание резонатора, означает, что в резонаторе необходимым образом будут выполняться равенства (4) (справедливо и обратное).

Причиной нарушения соотношения (1) в реальном резонаторе является в основном частотные расстройки мостовых устройств между собой и по отношению к собственным частотам секций, которые можно считать одинаковыми. Таким образом, стабилизация резонатора заключается в настройке собственных частот мостовых устройств, которая производится выбором соответствующих электрических длин этих устройств.

Непосредственное измерение собственных частот мостов, находящихся в составе резонатора, невозможно. Поэтому величины коррекций длин мостовых устройств определяются косвенным образом по соотношениям

$$\Delta(1,1) \approx \alpha_1 \Delta l_1; \quad \Delta(1,2) \approx -\Delta(2,2) \approx \alpha_2 \Delta l_2; \quad \Delta(4,3) \approx -\alpha_3 \Delta l_3, \quad (5)$$

где  $\Delta l_m$  - величина коррекции длины  $m$ -го мостового устройства ( $m=1,2,3$ );  $\alpha_m$  - эмпирические коэффициенты;  $\Delta$  - величина

$$\Delta(\rho, m) = (\tilde{E}_m - E_m + E_{m+1} - \tilde{E}_{m+1}), \quad (6)$$

где  $\rho$  - номер секции, в которую введено возмущающее тело (диэлектрический шнур);  $E_m$  - нормированный уровень поля  $m$ -й секции на рабочем колебании.

Электрические длины мостовых устройств изменяются с помощью сильфонных узлов так, чтобы одновременно со стабилизацией устанавливалось равенство уровней поля в секциях на рабочем колебании. Окончательное выравнивание уровней поля производится плунжерами, вводимыми в мостовые устройства (рис. 1). Для количественной оценки степени стабильности резонаторов введена величина  $J$ , имеющая смысл среднеквадратичного изменения разностей между уровнями поля в соседних секциях резонатора при расстройке крайних секций по частоте на  $\approx 300$  кГц. Обычно значения  $J = 8-10\%$  до и  $0,3-0,4\%$  после стабилизации резонатора. Допустимое значение  $J$ , исходя из требований динамики пучка и предполагаемых частотных расстройек секций из-за неравномерного нагрева при работе на номинальном уровне мощности, равно  $1-2\%$ . На рис. 2 показано искажение уровней поля в секциях резонатора РЗ при его возмущении до и после стабилизации.

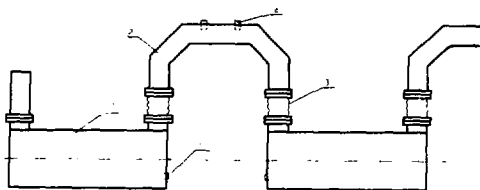


Рис. 1. Схема резонатора основной части ЛУ МФФ: 1 - ускоряющая секция; 2 - закороченный отрезок волновода; 3 - мостовое устройство; 4 - сильфонный узел; 5 - элемент настройки.

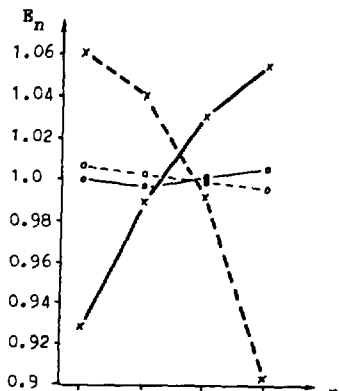


Рис. 2. Определение стабильности резонатора РЗ до (x) и после (o) стабилизации. Распределения поля на рабочем колебании при расстройке 1-й секции (—) и 4-й секции (---).

## Настройка рабочей частоты резонаторов

После стабилизации резонаторов в большой части случаев их рабочая частота оказывается заниженной на величину до 150 кГц. Происходит это из-за отсутствия предварительной настройки собственных частот мостовых устройств на требуемое значение, и они, как правило, *завышены* на 2-3 МГц. Элементы настройки влияют в той или иной мере на все характеристики резонатора, и симметризация спектра частот с помощью изменения длин мостовых устройств приводит несмотря на незначительный коэффициент влияния к понижению собственных частот секций и тем самым к понижению рабочей частоты резонатора. Для подстройки рабочей частоты резонатора применяются стационарные элементы настройки, представляющие собой металлические цилиндры, помещаемые в крайние полуючейки ускоряющих секций в область максимального магнитного поля. В правильно настроенных секциях такие расстройки благодаря высокой стабильности УСД практически не приводят к нежелательным изменениям других параметров секций и резонаторов. При измерениях и настройке рабочей частоты учитывается поправка на изменение диэлектрической проницаемости при переходе от атмосферы к вакууму, составляющая в наших условиях 280-360 кГц.

## Согласование резонатора с вивером

Каждый резонатор основной части ЛУ ММФ возбуждается от своего клиндронного усилителя, высокочастотная мощность которого через вивер - прямоугольный волновод 220x104 мм - подается в среднее мостовое устройство резонатора. Высокие значения уровня ВЧ-мощности на входе в резонатор ( $P_{\text{вх}} \sim 3$  МВт,  $P_{\text{ср}} \sim 30$  кВт) и добротности резонатора ( $Q \sim 2 \cdot 3 \cdot 10^6$ ) накладывает жесткие требования к согласованию резонатора с вивером.

Прежде чем приступить к работе по согласованию резонатора с волноводным трактом, необходимо определить для каждого резонатора значения КСВ  $\rho$  без пучка, соответствующие условию  $\rho = 1$  в процессе ускорения пучка проектной интенсивности. Значения  $\rho$  определялись с учетом реальной величины эффективного шунтового сопротивления  $ZT^2$  каждого резонатора по формуле

$$\rho = 1 + A (ZT^2) \quad (7)$$

Коэффициенты  $A$  определяются из выражения [7]

$$\rho = (1 - d) = 1 + A (ZT^2), \quad (8)$$

где  $d$  - параметр нагружения пучком (в нашем случае  $d \approx 0,2-0,4$ ). В выражение (8) подставляются проектные значения  $d$  и  $ZT^2$ , соответствующие номинальному току пучка  $I = 50$  нА. Расчеты показали, что при холодной настройке необходимо обеспечить значения  $\rho \approx 1,25-1,5$ , что даст возможность провести тренировку резонаторов на высоком уровне мощности и физический пуск ускорителя без замены элементов согласования.

Для согласования сопротивлений резонатора и волноводного тракта в нашем случае используется реактивный элемент - согласующая диафрагма, конструктивно представляющая собой прямоугольное отверстие в медной пластине, имеющей контактный зуб из нержавеющей стали и расположенной во входном сечении среднего мостового устройства (рис. 1). Размер узкой стороны  $b$  был принят постоянным и равным  $b = 60$  мм для всех резонаторов. На основе исследования влияния диафрагмы на настраиваемые параметры выработана следующая последовательность работ по согласованию резонаторов с волноводными трактами:

1. Определение настроечной характеристики, т.е. зависимости  $\rho = f(\alpha)$  при  $b = 60$  мм.
2. Радиотехническая настройка резонатора с диафрагмой, размеры которой подобраны в соответствии с выражением (7).
3. После завершения настройки определяется окончательный размер диафрагмы  $\alpha$  в соответствии с уточненной для конкретного положения элементов настройки настроечной характеристикой.
4. Подстройка, в случае необходимости, резонатора после согласования с трактом - выравнивание уровня ускоряющего поля в секциях.

## Заключение

По изложенной методике в настоящее время ведется настройка ускоряющих резонаторов основной части ЛУ ММФ. Параметры 20 настроенных резонаторов полностью удовлетворяют заданным требованиям.

## Литература

1. Линейные ускорители ионов. Под ред. Б.П.Мурина, т.2. М., Атомиздат, 1978.
2. Исаенко С.В. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0372, М., 1984.
3. Романов Г.В., Хавибуллин Т.Н. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0562, М., 1987.
4. Романов Г.В. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0563, М., 1987.
5. Романов Г.В. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0561, М., 1987.
6. Парллетт Б. Симметричная проблема собственных значений. М., Мир, 1983.
7. Swain G.R. LA-7915 MS Informal Report, Los-Alamos, USA, 1979.

## ЭФФЕКТИВНЫЙ ФИЛЬТР ПРОДОЛЬНОГО ОРЕОЛА ПУЧКА ИОНОВ

Д. В. Горелов, П. Н. Остроумов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

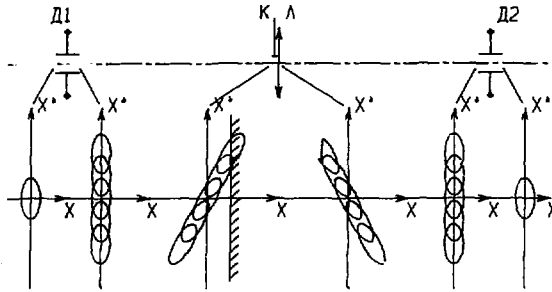
Одна из актуальных задач при создании и эксплуатации ультрарелятивистских линейных ускорителей на средние энергии – обеспечение радиационной чистоты. Одним из методов решения данной проблемы является фильтрация фазового объема пучка на входе в резонансный ускоритель. В ускорителе, подобном Московской мезонной фабрике, где имеет место существенное сокращение фазовых размеров сепаратрисы вследствие увеличения частоты ВЧ-поля при переходе от одной части к другой, наибольший интерес представляет фильтрация продольного фазового объема пучка.

Продольная фильтрация пучка осуществляется удалением периферийных частиц коллиматором после предварительной поперечной развертки пучка ВЧ-плем [1]. Идеальным фильтром продольного ореола пучка, основанным на этом принципе, могло бы быть устройство с прямоугольным (как во времени, так и в пространстве) отклоняющим полем. Для реализации отклоняющего поля, приближающегося по форме к прямоугольной зависимости от времени, было предложено использовать два резонатора, работающих на кратных частотах [2,3]. Однако при этом возникают технические трудности, связанные с необходимостью создания дополнительного ВЧ-генератора, работающего на частоте, кратной частоте ВЧ-питания ускорителя. Кроме того, подобный фильтр продольного ореола пучка обладает существенным недостатком, связанным с ростом поперечного эмиттанса пучка, что приводит к уменьшению коэффициента захвата, который определяется как отношение тока пучка на выходе и входе фильтра в пределах одинаковых поперечных эмиттансов.

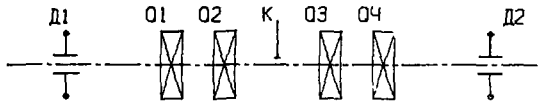
На рис. 1 изображена схема продольного ореола пучка, основанная на принципе поперечной развертки, но свободная от указанных недостатков. Там же показана эволюция мгновенных фазовых эллипсов пучка в плоскости отклонения для диапазона фаз ВЧ-поля от 0 до  $2\pi$ . Используя второй резонатор и фокусируя пучок "из точки в точку" [4] от первого резонатора ко второму, можно компенсировать зависимость положения мгновенных фазовых эллипсов пучка в плоскости отклонения от продольной фазы на выходе фильтра. Такая зависимость возникает из-за поперечной развертки в первом резонаторе. Оба резонатора с отклоняющими ВЧ-полями возбуждаются синфазно (с учетом времени пролета частиц от одного резонатора к другому) на частоте ВЧ-питания ускорителя. Коллиматор в виде пластины вводится в пучок в плоскости отклонения только с одной стороны от оси пучка.

Для решения задачи согласования поперечных эмиттансов пучка недостаточно использования в фильтре одной фокусирующей линзы, как это показано на рис. 1. При моделировании динамики пучка рассматривалась схема с симметричной комбинацией двух дублетов квадрупольных линз (рис. 2).

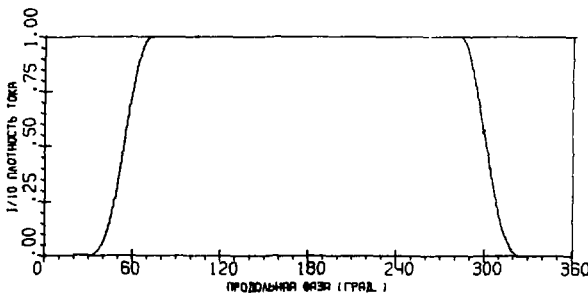
Моделирование проводилось в одночастичном приближении в линейных полях. Распределение частиц в поперечном 4-мерном фазовом объеме на входе фильтра задавалось равномерным. Целью численного моделирования являлось определение качества формирования сгустков, а также выбор геометрии устройства и величин отклоняющего и фокусирующего полей, позволяющих формировать пучок, ускоренный без потерь.



Р и с. 1. Принцип действия фильтра продольного ореола. Д1, Д2 - ВЧ-дефлекторы, Л - тонкая линза, К - односторонний коллиматор.



Р и с. 2. Расположение элементов фильтра продольного ореола. Д1, Д2 - ВЧ-дефлекторы, Q1-Q4 - квадрупольные линзы, К - коллиматор.



Р и с. 3. Распределение плотности тока пучка по продольной фазе на выходе фильтра продольного ореола.

Результаты численного моделирования полностью подтверждают характер эволюции мгновенных фазовых эллипсов пучка, изображенных на рис. 1. Выбором длины пластин отклоняющих резонаторов из соотношения

$$\varphi_0 \cos \varphi_0/2 - 2 \sin \varphi_0/2 = 0, \quad (1)$$

где  $\varphi_0 = \frac{2\pi l_0}{\beta \lambda}$ ,  $l_0$  - длина пластин,  $\lambda$  - длина волны ВЧ-поля,  $\beta$  - относительная скорость частиц, можно добиться сохранения величины поперечного эмиттанса пучка. Однако при этом  $l_0 \sim \frac{3}{2} \beta \lambda$ , что сильно уменьшает эффективность взаимодействия пучка с отклоняющим полем. При моделировании было выбрано  $l_0 \sim \frac{1}{2} \beta \lambda$ . Величина начального нормализованного эмиттанса в поперечных плоскостях выбиралась 0,3π и 0,15π см.мрад. При этом рост эмиттанса составил величину ~ 15+20% для 100% частиц, в то время как в пределах начального эмиттанса находится ~90% частиц. Форма продольного распределения частиц на выходе фильтра приведена на рис.3. Коэффициент захвата, найденный при моделировании, составляет ~70% и незначительно зависит от величины начального эмиттанса. Сформированные сгустки группируются в двухзазорном группирователе так, что фазовая протяженность 100% частиц на входе в линейный ускоритель составляет ~65° на частоте следования сгустков. Общая длина фильтра равна ~1 м, что позволяет использовать его на инжекторном канале линейного ускорителя Московской мезонной фабрики. Отметим, что предлагаемый фильтр позволяет варьировать микроструктуру пучка и его средний ток, что может быть полезно при настройке ускорителя.

#### Л и т е р а т у р а

1. Лукшин С.А., Минаев С.В., Федотов А.П. Характеристики пучка ионов H<sup>-</sup> при формировании коротких импульсов тока пучка на входе линейного ускорителя мезонной фабрики. Труды РТИ АН СССР, 1974, № 20, с.67-72.
2. Линейные ускорители ионов. Под редакцией Мурина Б.П., т.1, М., Атомиздат, 1976, с.264.
3. Лукшин С.А., Ткач В.П., Федотов А.П. Формирование коротких сгустков ионов H<sup>-</sup> на входе линейного ускорителя. ТЭ, 1977, № 7, с.40-41.
4. Сагатов В.П., Котов В.И. Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М., Энергоатомиздат, 1984, с.152.



РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОТЕХНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКИ И ИСПЫТАНИЙ НА ВЫСОКОМ УРОВНЕ  
МОЩНОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ И ТРАКТОВ ВОЛНОВОДНО-ФИДЕРНОЙ СИСТЕМЫ ОСНОВНОЙ  
ЧАСТИ ДУМФ

И.И.Амосов, И.В.Киселев, В.Н.Леонтьев, В.В.Пешлов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Волноводно-фидерная система ДУМФ состоит из линии возбуждения (ЛВ-П) и трехсекторной системы волноводных трактов, связывающих клистронный генератор каждого канала ВЧ-питания с резонатором основной части ускорителя. Структура, принципы построения, результаты расчетов и разработки конструкции волноводно-фидерной системы приведены в [1].

Поэлементный состав рабочих каналов одинаков. На выходе клистронного усилителя стоит герметизирующее окно, далее направленный ответвитель, регулируемый фазовращатель на основе 3-децибельного моста, волноводный переключатель, ферритовый вентиль. В состав тракта входят секции гибких волноводов и уголко-вые повороты "Е"- и "Н"-типов.

Состав и конструкция элементов трактов определяется исходя из ограничения на параметр, характеризующий общее согласование тракта - величину суммарного КСВ<sub>н</sub>, которая не должна превышать значение 1,5 [1]. Для прогнозирования результирующей величины КСВ на входе тракта со многими случайными нерегулярностями использовался статистический метод расчета [2]. Определялась вероятность того, что модуль коэффициента отражения окажется меньше некоторой заданной допустимой величины  $\Gamma_{\max}$ .

Полагая среднее количество неоднородностей в рабочем тракте  $\Pi = 50$ , оценка вероятного КСВ входа тракта при паспортных собственных значениях КСВ устройств дала результат 1,5. В случае, если все входящие элементы будут иметь собственный КСВ, равный 1,1, значение КСВ входа с вероятностью 90% равно 1,85. Аналогичные оценки сделаны для линии возбуждения. Считая, что 100 стыков, 33 ответвителя и уголко-вые повороты имеют собственный КСВ<sub>1</sub>=1,05, получим  $КСВ_{вх}^{0,9} = 1,6$ , в случае КСВ<sub>1</sub> = 1,1 -  $КСВ_{вх}^{0,9} = 2,7$ .

На линейном ускорителе ММФ проведены монтаж, настройка и измерения реальных характеристик рабочих волноводных трактов. Отдельно были проверены все входящие элементы трактов на низком уровне мощности. КСВ элементов на рабочей частоте не превышает величины 1,08, а в полосе частот ( $f_0 \pm 10$ ) МГц - 1,16, при этом погрешность измерения - не более 7%.

Величины прямых и обратных потерь вентилей, служащего для исключения влияния нагрузки на режим работы клистрона, измерялись с помощью установки для проверки аттенуаторов и панорамного измерителя коэффициентов передачи. Результаты измерений на рабочей частоте составили  $L_{пр} = (0,4...0,6 \pm 0,3)$  дБ,  $L_{об} = (12...13 \pm 0,9)$  дБ. Проверка партии фазовращателей показала, что примерно у 30% устройств при движении короткозамыкающих плунжеров наблюдаются скачки КСВ и фазы коэффициента отражения, связанные с тем, что движение плунжеров происходит неравномерно, с перекосами. При этом КСВ<sub>вх</sub> достигает значения 1,4. После конструктивных изменений направляющих, фиксирующих положение поршней в

каналах, получены значения КСВ входа не более 1,2. Изменение электрической длины при перемещении плунжеров на  $\lambda_g/8$  происходит линейно на  $90^\circ$ .

В положениях "основной канал" и "резервный канал" измерялись КСВ входов волноводных переключателей. При совпадении волноводных каналов ротора переключателей с каналами фланцев корпуса в пределах  $\pm 3$  мм величина КСВ не превышает 1,1, при этом развязка между каналами не менее 60 дБ. В случае несовпадения каналов ротора и корпуса на большую величину КСВ сильно возрастает, уменьшается развязка и электрическая прочность, потому регулировка механизма передачи и установка микровыключателей на переключателях требует высокой точности и надежности.

Измерения характеристик рабочих трактов проводились при различных положениях поршней фазовращателя. Результаты измерений после процедуры согласования представлены в таблице.

Т а б л и ц а

Результаты измерений КСВ и затухания волноводных трактов

Тракт	Длина $l, м$	КСВ <sub>min</sub> $f_0$	КСВ <sub>max</sub> $f_0$	КСВ <sub>min</sub> $f_0 \pm 1 МГц$	КСВ <sub>max</sub> $f_0 \pm 1 МГц$	Ослабл. $\Delta A, \Delta \delta$	Уд. пот. $\alpha, \frac{\Delta \delta}{\lambda}$	Наличие вент.
T-1	36,2	1,07	1,21	1,06	1,45	0,4	0,01	-
T-2	34,3	1,05	1,25	1,05	1,30	1,1	0,015	+
T-3	36,4	1,06	1,55	1,06	1,55	0,9	0,014	+
T-4	34,1	1,16	1,39	1,08	1,51	0,3	0,009	-
T-5	35,5	1,06	1,49	1,06	1,65	0,2	0,006	-
T-7	33,0	1,28	1,30	1,11	1,32	0,6	0,018	-
T-8	37,8	1,08	1,32	1,08	1,58	0,4	0,01	-
T-9	34,8	1,23	1,57	1,08	1,89	0,2	0,006	-
T-10	38,2	1,12	1,58	1,06	1,58	0,2	0,005	-
T-II	36,4	1,12	1,32	1,10	1,32	0,2	0,006	-

В линиях возбуждения коаксиально-волноводные направленные ответвители настраивались таким образом, чтобы величина отводимой на вход каждого канала мощности по всей длине была одинаковой. При этом переходное ослабление меняется от 32 дБ в начале ЛВ-П до 23 дБ в конце.

Все элементы волноводной системы отдельно или в составе трактов были испытаны на электрическую прочность на высоком уровне мощности (ЭУМ) в режиме  $P_{\text{имп}} = 4,5$  МВт,  $F_{\text{пов}} = 100$  Гц,  $T_{\text{и}} = 150$  мкс. Расчетная предельная мощность для тракта сечением  $220 \times 104$  мм с воздушным заполнением на частоте 991 МГц равна около 100 МВт, а допустимая мощность с учетом коэффициента запаса составляет 0,2...0,3 от предельной [3]. При первых включениях в трактах наблюдались пробои при импульсной мощности 3...3,5 МВт. Тщательная проверка и чистка всех стыков, замена индиевых прокладок и дефективных элементов позволила увеличить мощность в тракте до 4,5 МВт без замеченных пробоев. Длительный прогон трактов на ЭУМе позволил выявить наиболее слабые элементы и участки. Следы искрений и подгара обнаружены в герметизирующих окнах в районе спая стекла с обечайкой. В следующих испытаниях предварительно проводилась чистка края стекла от излишек припоя и при сборке выдерживался гарантированный зазор между краем стекла и обечайкой 0,2...0,5 мм. При указанных режимах работы отмечен нагрев гибких секций до 90...95°C, что связано с отсутствием серебряного покрытия на внутренней поверхности гофрированной нержавеющей трубы.

Испытана в номинальном режиме ЛВ-П. На вход подавалась мощность 4,1 кВт в импульсе при  $F_{\text{пов}} = 100$  Гц и  $T_{\text{и}} = 370$  мкс. Измеренная на конце тракта мощность составила 1,1 кВт. Затухание в ЛВ-П с учетом мощности, ответвляющейся на входы рабочих каналов, равно 5 дБ, удельное затухание  $\alpha = 0,012$  дБ/м.

Проверка и испытания на низком и высоком уровнях мощности элементов и трактов волноводно-фидерной системы основной части ускорителя показали:

1. Результаты измерений КСВ и затухания рабочих трактов согласуются с расчетными оценками.

2. Необходимы некоторые конструктивные доработки фазовращателей и гермооконов перед монтажом.

3. С целью уменьшения потерь и перегрева необходимо серебрение внутренней поверхности гибких секций.

4. Смещение секций и провисание индия внутрь волновода при стыковке недопустимы.

5. Элементы волноводной системы и тракты могут работать при мощностях, превышающих номинальную на 20%.

#### Л и т е р а т у р а

1. Добровольский Г.Я., Поляков Б.И., Романов Б.В., Уксусов Н.И., Шурупова Т.В. Волноводно-фидерная система линейного ускорителя мезонной фабрики. Труды РТИ АН СССР, 1977, № 28, с.88.
2. Чернушенко А.М., Меланченко Н.Е., Малорацкий Л.Г., Петров Б.В. Конструкции СВЧ-устройств и экранов. Москва, Радио и связь, 1983.
3. Райцын Д.Г. Электрическая прочность СВЧ-устройств. Москва, Советское радио, 1977.

ФИЗИЧЕСКИЙ ПУСК ЛИНИИ ФОРМИРОВАНИЯ ЭМИТТАНСА ПУЧКА  
РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НИИЯФ МГУ

А.С.Алимов, В.Г.Геворкян, И.И.Горбатов, И.В.Грибов, С.В.Зиновьев,  
А.Х.Ибадов, Б.С.Ишханов, В.А.Кориченков, Е.В.Лаутин, Е.А.Макулбаков,  
И.М.Пискарев, К.И.Платов, А.Б.Савицкий, В.М.Сорвин, А.В.Тиунов,  
В.А.Ушанов, В.И.Щедунюв, А.В.Шумаков

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Линия формирования поперечного и продольного эмиттansa предназначена для формирования из непрерывного пучка электронов с энергией 100 кэВ, полученного от электронной пушки, сгустков электронов с фазовой протяженностью  $10^\circ$ , энергетическим разбросом  $\pm 2$  кэВ, поперечным эмиттансом  $4\frac{1}{2}$  мкнрад, средним током 100 мкА /1,2/. Схематический вид линии формирования показан на рис.1. Пучок электронов от электронной пушки проходит участок формирования поперечного эмиттansa, включающий линзы Л1, Л2 и коллиматоры К1, К2. Коллиматоры, расстояние между которыми  $Z=780$  мм, имеют диаметры отверстий соответственно  $d_1=1,8$  мм и  $d_2=8$  мм. Площадь аксептansa системы коллиматоров  $S=d_1d_2/2Z \approx 6\sqrt{3}$  мкнрад. Линза Л1 позволяет регулировать форму эмиттansa пучка пушки, Л2 - изменять форму аксептansa системы коллиматоров и, таким образом, изменять величину поперечного эмиттansa пучка за счет потери части тока. Далее пучок поступает на вход резонатора круговой развертки РКР1, разворачивающего его по окружности на коллиматоре К3 с рабочей частотой 2450 МГц. Линза Л3 создает кроссовер пучка в месте положения К3. Коллиматор К3 имеет прорезь по окружности угловым размером  $60^\circ$ . Проведшая через прорезь часть пучка парой линз Л4А, Л4Б возвращается ко входу РКР1, компенсирующему поперечные компоненты скорости, полученные пучком в РКР1. Линза Л5 создает кроссовер пучка в центре группирователя Гр, модулирующего частицы пучка по скоростям таким образом, что в конце пространства дрейфа длиной около 1 м фазовая протяженность сгустка уменьшается до  $10^\circ$ . Линза Л6 создает кроссовер пучка в центре свисти захвата. Компенсация действия рассеянных магнитных полей достигается девятью корректорами, каждый из которых свивает пучок в плоскости X и Y. Положение элементов линии формирования, токи линз, мощностные сигналы, возбуждающих резонаторы РКР1, РКР2, Гр, допуски на точности установки параметров были определены в результате численного моделирования динамики пучка по программе "RTMTRACE" /3/.

Электронная пушка обеспечивает пучок электронов с энергией  $100 \pm 0,1$  кэВ, током до 10 мА. Пучок имеет диаметр 4 мм на расстоянии 1 м от катода. Экспериментальная оценка эмиттansa составляет 5,8 мкнрад на уровне 90% тока пучка.

Фокусировка пучка осуществляется соленоидальными бронированными линзами.

Линзы изготовлены из стали "АР18К0", имеют полюсные наконечники  $\beta$  44 мм при ширине зазора 10 мм, обмотка содержит 1120 витков. Корректоры пучка выполнены по технологии печатных плат, имеют однородность рабочей компоненты поля лучше 10% в апертуре 30 мм и пренебрежимо малую величину нерабочей компоненты. Угол отклонения пучка корректором составляет 40 мрад/А, рабочий ток - до 1 А. Коллиматоры выполнены из меди и охлаждаются дистиллированной водой, они электроизолированы от линзы, что позволяет измерять осевые токи на них токи.

Резонаторы РКР1, РКР2, Гр выполнены из меди, охлаждаются дистиллированной водой, термостатированной с точностью  $\pm 0,1^\circ$ С. Цилиндрические резонаторы РКР1, РКР2 идентичны, имеют электрическую длину  $L=52$  мм, собственную добротность  $Q_0 \approx 10^4$ . Каждый резонатор возбуждается на колебании E110 через пару входов, расположенных под углом  $90^\circ$ , с помощью волноводов сечением 72x34 мм.

Группирователь представляет собой отдельную ячейку бипериодической ускоряющей структуры с внутренними ячейками связи, оптимизированную по эффективному шунтовому сопротивлению для  $2\ell/\lambda = 0,697$ , где  $\ell$  - длина ячейки. Группирователь имеет нагруженную добротность около 5000. Эффективное шунтовое сопротивление  $Z_{гр}$  составляет  $1,5 \pm 0,1$  МОм.

Система СВЧ-питания описана в работе /4/, датчики параметров пучка - в /5/, методика оценки эмиттанса - в /6/.

На первом этапе настройки линии пучок электронов с помощью корректоров проводится до цилиндра Фарадея. Информация о положении пучка поступает от профилеметров и коллиматоров. Токи линз при этом устанавливаются согласно расчетам, система СВЧ отключается.

На следующем этапе по специальному алгоритму, основанному на матричном представлении оптических свойств магнитных линз, корректоров, дрейфовых промежутков, пучок проводится через магнитные центры линз Л1, Л5, Л6 с точностью  $\pm 0,5$  мм (магнитные центры линз Л2, Л3, Л4А и Л4Б совмещены с центрами коллиматоров К1, К2, К3 соответственно). Тем самым сводятся к минимуму aberrации пучка и устраняется смещающее действие линз на пучок. После этого уточняются токи линз, обеспечивающие наилучшее токопрохождение через коллиматоры. На третьем этапе производится настройка резонаторов круговой развертки пучка. Визуальное наблюдение пучка осуществляется на люминесцентном экране, расположенном в конце линии.

Количественные оценки качества настройки могут быть получены при измерении поперечного эмиттанса пучка на выходе линии. На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости радиуса пучка от тока линзы Л6 на расстоянии 350 мм от нее при отключенном и включенном СВЧ-сигнале и их аппроксимация /6/. Оценки эффективного эмиттанса при токе пучка 100 мкА на уровне 90% тока составляют, соответственно,  $1,9 \pm 0,2$  мимрад и  $4,3 \pm 0,2$  мимрад, что находится в пределах проектного значения. Максимальный ток, полученный на выходе линии при введении коллиматора К3, составил 1,2 мА при токе пучка 10 мА.

На четвертом этапе осуществляется выбор режима работы группирователя. С этой целью измеряются энергии пучка и ток резонаторного датчика  $I_{рД}$  после прохождения пучком группирователя в зависимости от фазы поля, возбуждающего группирователь. Энергия пучка измеряется с помощью резонаторного датчика. Изменение фазы пучка  $\Delta\varphi$ , регистрируемое резонаторным датчиком, связано с изменением энергии соотношением

$$\Delta W = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{\Delta\varphi\lambda}{360 \cdot L}\right)^2}}} - m_0 c^2 - W_0, \quad (1)$$

где  $L$  - расстояние от центра группирователя до центра резонаторного датчика,  $W_0, \beta_0$  - энергия и приведенная скорость пучка при отключенном группирователе.

Для сгустка частиц прямоугольной формы ток резонаторного датчика зависит от длины сгустка  $\Delta\theta$  следующим образом:

$$I_{рД} \sim \left( \frac{\sin\left(\frac{\Delta\theta}{2\beta e}\right)}{\left(\frac{\Delta\theta}{2\beta e}\right)} \right)^2, \quad (2)$$

где  $\beta e$  - относительная скорость электрона.

На рис. 3 приведены изменение энергии пучка и тока резонаторного датчика в зависимости от фазы возбуждающего поля для мощности, к току цилиндра Фарадея в зависимости от фазы возбуждающего поля для мощности,

рассеиваемой в группирователе, 10 Вт и тока цилиндра Фарадея 100 мкА. Сопоставление рис. 3а и б позволяет легко выбрать фазу, соответствующую группированию частиц (максимум  $I_{RD} / I_{CF}$ ,  $\Delta W \approx 0$ ). Оценки степени группирования по данным рис. 3 затруднительны, поскольку форма сгустка может существенно отличаться от прямоугольной. Сопоставление кривой рис. 3а с теоретической позволяет оценить степень группирования в пределах  $10 \pm 5\%$ . Уточнение оптимальной величины мощности, рассеиваемой в группирователе, будет произведено непосредственно по виду энергетического спектра ускоренного пучка.

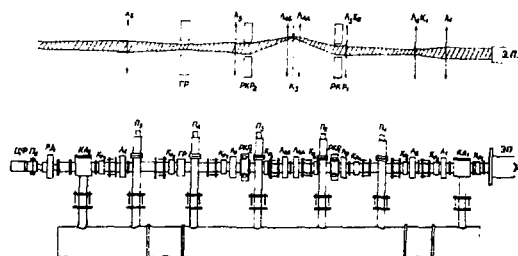


Рис. 1. Блок-схема линии формирования поперечного и продольного эмиттанса пучка. Обозначения: ЭП – электронная пушка, Кр – корректоры, КЛ – вакуумный клапан (затвор), Л – магнитная линза, П – профилометр, РКР – резонатор круговой развертки, ГР – группировочный резонатор, РД – резонаторный датчик, ЦФ – цилиндр Фарадея, К – коллиматор.

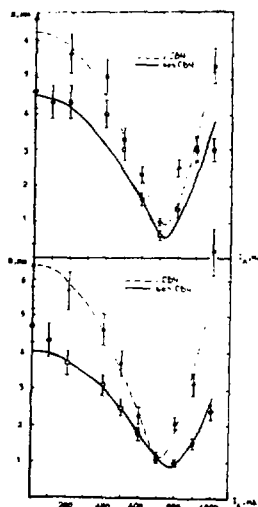


Рис. 2. Зависимость радиуса пучка от тока лампы при включенном и отключенном СВЧ-сигнале и их аппроксимация.

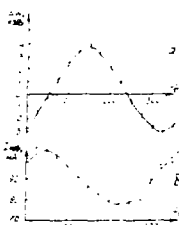


Рис. 3. Изменение энергии пучка и тока резонаторного датчика в зависимости от фазы возбуждающего поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горбатов Ю.И. и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯФ МГУ (физическое обоснование). М.: изд. МГУ, 1984.
2. Алимов А.С. и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯФ МГУ (состояние работ). Препринт НИИЯФ МГУ, 1988.
3. Сотников М.А., Шведун В.И. Аннотации докладов X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – СИЯИ, Р9-86-620, Дубна, 1976, с.82.
4. Алимов А.С. и др. Структура системы СВЧ-питания разрезного микротрона непрерывного действия. – Аннотации докладов XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – СИЯИ, Р9-88-738, Дубна, 1988, с.52.
5. Алимов А.С. и др. Датчики параметров пучка разрезного микротрона непрерывного действия. – Аннотации докладов XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. – СИЯИ, Р9-88-738, Дубна, 1988, с.15.
6. Геворкян В.Г. и др. Измерение эффективного эмиттанса пучка электронов. ПТЭ, 1988, N 5.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ФАЗОПРОЛЕТНОЙ ПРОЦЕДУРЫ НАСТРОЙКИ МНОГОРЕЗОНАТОРНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ МЕТОДАМИ РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА

Г.А.Дубинский, А.В.Решетов, Е.Н.Шапошникова  
Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Завершающим этапом настройки высокоэнергетической части линейного ускорителя мезонной фабрики (ЛУМФ) является установка расчетных значений амплитуды ВЧ-поля на резонаторах и размещение центра сгустка в заданную фазу относительно ВЧ-поля. В силу высокой средней интенсивности мезонной фабрики относительные потери частиц должны быть ограничены на уровне  $10^{-4}$  [1]. Вместе с тем эффективный фазовый сгусток практически целиком заполняет область захвата, что приводит к достаточно жестким требованиям на точность установки амплитуды и фазы ВЧ-поля ( $1\%$  и  $1^\circ$  соответственно). В силу низкой чувствительности радиотехнических методов настройки предполагается использовать т.н.  $\Delta t$ -процедуру [2,3,4], разработанную при настройке Лос-Аламосской мезонной фабрики (LAMPF) и основанную на фазопрелетных измерениях. Однако и ее точность падает с увеличением номера резонатора и становится неудовлетворительной [2]. В данной работе предлагаются алгоритмы обработки данных, основанные на регрессионном анализе  $\Delta t$ -процедуры и позволяющие существенно повысить точность настройки. В отличие от [2,3] эти алгоритмы учитывают возможные отклонения реальных параметров резонатора от расчетных и позволяют определить степень неидеальности резонатора. Это даст возможность, по-видимому, преодолеть ряд трудностей, возникших при настройке LAMPF [5].

При проведении  $\Delta t$ -процедуры измеряются времена пролета сгустка частиц через настраиваемый ( $\Delta t_1$ ) и следующий за ним резонатор ( $\Delta t_2$ ) при изменении фазы и амплитуды ВЧ-поля настраиваемого резонатора. Построенные по этим данным семейства кривых переменной амплитуды или фазы обрабатываются численно. На данном этапе подготовки к запуску указанные алгоритмы были проверены с помощью имитационного эксперимента на ЭВМ, а также использовались при проведении т.н. "холодный" настройки (т.е. без пучка). Обработка экспериментальных данных, полученных в результате радиотехнической настройки ускоряющих секций и резонаторов, позволила путем смещения секций свести к минимуму влияние неидеальности резонатора на динамику пучка.

Рассмотрим проблему настройки  $N$ -го резонатора в рамках следующей математической модели:

$$y = \Delta t(\varphi, P) + \epsilon \quad (1)$$

Здесь  $y$  - набор ( $y_1, \dots, y_n$ ) некоторых величин, измеряемых в ходе эксперимента ( $\Delta t_1$  или  $\Delta t_2$ ), значения  $\epsilon$  могут быть интерпретированы как точки на кривой переменной фазы,  $P$  - набор неизвестных параметров модели, которые требуется оценить,  $P = (P_1, \dots, P_m)$ ,  $\varphi = (\varphi_1, \dots, \varphi_n)$ , где  $\varphi_i$  - в нашем случае (известный) сдвиг фазы пучка относительно некоторой неизвестной опорной фазы  $\varphi_0$ ,  $\epsilon$  - ошибка измерения, нормально распределенная с дисперсией  $\sigma \sim N(0, \sigma)$ . Мы будем рассматривать  $\varphi$  и  $y$  как векторы в пространстве  $n$ .

Будем также считать, что  $\varphi_0 = P_1$ , т.е. опорная фаза является параметром, который необходимо оценить, при этом  $\Delta t$  будет зависеть от  $m$  параметров:  $\Delta t(\varphi, P) = f(\varphi + P_1, P_2, \dots, P_m)$ . В набор  $P$  также входят:  $\Delta E = (E - E_0)$  - отклонение энергии пучка от расчетного значения,  $\delta\beta_0, \beta$  - отклонение скорости пучка на входе в резонатор,  $\delta\beta_x, \beta$  - отклонение синхронной скорости в резонаторе от

расчетного значения, а также параметр  $B$ , характеризующий эффективный размер сгустка на фазовой плоскости.

В общем случае задача (1) сводится к  $M$ -мерной задаче дискриминации (определение неизвестных  $P$  по известным  $y$ , используя зависимость  $F$ ), решение которой достаточно затруднительно. Наиболее простым подходом, позволяющим получать оценки параметров модели, является линеаризация (1) по  $\Delta E$  и  $\varphi$ . Мы остановимся на одной из возможных получаемых при этом регрессионных моделей:

$$\Delta t = f(\Delta E) \cdot \varphi + g\left(E, \frac{\delta \rho_0}{\rho}, \frac{\delta \rho_s}{\rho}\right), \quad (2)$$

$$f(\Delta E) = w \cdot \Delta E + v.$$

Точные выражения для  $w$  и  $v$  можно найти в [4]. Основные преимущества линейного разложения заключаются в том, что можно получить в аналитическом виде требования на точность измерений, а также в том, что существенно сокращается время вычислений (из-за уменьшения размерности задачи).

Изложим основные шаги алгоритма нахождения  $\Delta E$ ,  $\varphi_0$ ,  $\delta \rho_0/\rho$  и  $\delta \rho_s/\rho$ :

1. Используя полученный с помощью численного моделирования набор значений функции  $F$  на некоторой сетке по  $(\Delta E, \varphi)$ , оцениваем коэффициенты  $w$  и  $v$ .
2. Исходя из экспериментальных данных  $y$  и используя найденные  $w$  и  $v$ , находим  $\Delta E$ , соответствующее экспериментальным данным.
3. Оценивая координату пересечения пучка прямых (2) (для различных значений  $\Delta E$ ), находим  $\delta \rho_0/\rho$ ,  $\delta \rho_s/\rho$ , и  $\varphi_0$  [4].

Этот алгоритм является итерационным: шаги 2-3 повторяются до достижения требуемой точности. Основным отличием данного алгоритма от способа, предложенного в [2], является наличие шага 3, на котором задача сводится к линейной регрессионной модели. Это дает возможность оценивать  $\delta \rho_0/\rho$  и  $\delta \rho_s/\rho$  с абсолютной точностью  $5 \cdot 10^{-5}$ . Выражение (2) позволяет аналитически оценить связь между точностью фазопролетных измерений и ошибкой в установке условия поля в резонаторе. Аналогичные оценки при настройке LAMPF были получены в результате численного моделирования [3].

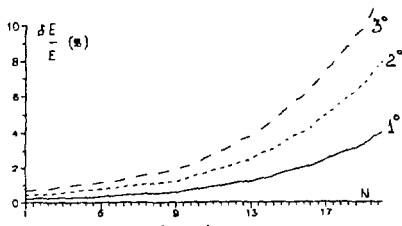


Рис. 1

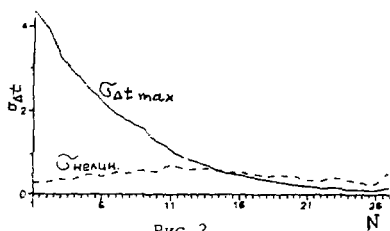


Рис. 2

На рис. 1 представлены зависимости ошибок в нахождении  $\Delta E$  от номера резонатора при различных величинах ошибки разовых измерений. На рис. 2 представлена максимальная допустимая погрешность измерения  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$ , приводящая в центре в установке амплитуды поля, равной 12, к ошибке, обусловленной нелинейностью исходной задачи. Критерием применимости линейной модели является величина  $\Delta t_{max} < \Delta t_{ср}$ . Видно, что при требованиях к точности установки поля в 12 линейным методом в принципе можно настраивать резонаторы с 1 по 15. Имитационный эксперимент показал высокую точность линейного метода для первых 12 резонаторов.

Для настройки резонаторов с  $N > 12$  требуется рассмотрение задачи (1) в общем виде. Наиболее распространенным методом здесь является метод наимень-



ших квадратов (МНК), заключающийся в нахождении таких оценок параметров  $P$ , при которых достигается минимум функции  $S(P) = |y - F(\varphi, P)|$  для  $P$ , принадлежащих некоторому множеству  $Q \in R^n$ , т.е.  $P = \arg \inf_{P \in Q} S(P)$ . В нашем случае  $P = (P_1, \dots, P_m) = (\varphi_0, \Delta E, B, \delta\beta_0/\beta, \delta\beta_6/\beta) \in Q$ .

Значения функции  $F$  можно получить путем численного моделирования динамики пучка в резонаторе, но моделирование на ЭВМ движения частиц в резонаторе требует значительных ресурсов, поэтому метод нахождения минимума  $S(P)$  должен быть достаточно экономным. С этой точки зрения представляется удобным использовать симплекс-метод [6], учитывая к тому же, что нам не требуется высокая точность вблизи экстремума. В целях сокращения затрат процессорного времени исходную функцию  $F$  можно разложить в  $Q$  по некоторому набору функций и использовать первые несколько членов разложения. В качестве такого набора мы использовали ортогональные полиномы Лежандра степени  $k \leq 5$  на интервале  $Q$ . При этом ошибка аппроксимации не превосходила  $1^\circ$ , что вполне приемлемо, учитывая поведение функции  $S$ .

Опишем результаты имитационного эксперимента по настройке  $N$ -го резонатора ( $1 \leq N \leq 26$ ) в рамках  $\Delta t$ -процедуры. В качестве исходных данных использовались величины  $\Delta t$ , рассчитанные с помощью численного моделирования движения частиц в ускоряющих резонаторах. Значения  $\delta\beta_0/\beta$  и  $B$  считались известными. Случайным образом выбирались значения  $(\varphi_0, \Delta E) \in Q_1 \times Q_2 = [-8^\circ, 8^\circ] \times [-5\%, 5\%]$  и находились отклонения оценок  $P$  для различных  $G_{\Delta t} \leq 10^\circ$ .

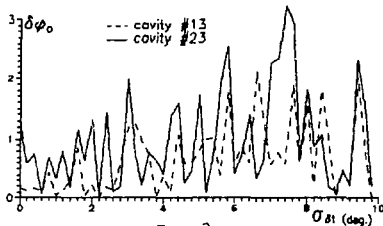


Рис. 3

На рис. 3 представлены график зависимости ошибки оценивания  $\varphi_0$  для одной итерации для различных резонаторов. Наличие "выбросов" объясняется приближением к границе области  $Q$ , что означает выход сгустка частиц из области захвата. Последовательное применение алгоритма позволяет повысить точность оценивания.

Результаты моделирования на ЭВМ показывают, что использование для обработки результатов  $\Delta t$ -процедуры алгоритмов, основанных на регрессионном анализе, позволяет существенно повысить ожидаемую точность настройки резонаторов.

#### Литература

1. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика). п/р Мурина Б.П. - тр. РТИ АН СССР, 1974, № 16.
2. Crandall K.R., Swenson D.A. Side Coupled Linac Turn-on Problem. MP-3-98, 1970.
3. Crandall K.R. The  $\Delta T$  Tuneup Procedure for the LAMPF 805-MHz Linac. LA-6374-MS, 1976.
4. Сеничев В.В., Шаповникова Е.Н. Проблемы настройки линейного ускорителя ионов, состоящего из секций с постоянной фазовой скоростью. Тр. 13 Межд. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, т. 1, с.244, 1987.
5. Swain G.R. LAMPF 805-MHz Accelerator Structure Turning and its Relation to Fabrication and Installation. LA-7915-MS, 1979.
6. Стронгин Н.Г. Численные методы в многоэкстремальных задачах. М.: Наука, 1978.

ОСНОВЫ РАСЧЕТА УСТРОЙСТВ ВВОДА МОЩНОСТИ  
В РЕЗОНАТОРНЫЕ УСКОРЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Б. В. Зверев, Н. П. Собенни

Московский инженерно-физический институт

Расчет геометрических размеров волноводных устройств связи с резонаторными ускоряющими системами является одной из наиболее сложных задач электродинамики. Строгое решение этой задачи методом разложения полей на отверстия связи по собственным функциям /1/ не обеспечивает высокой точности результатов при разумных затратах времени счета на ЭВМ. Поэтому разработка простой и достаточно общей методики расчета устройств ввода мощности сохраняет актуальность и в настоящее время.

Рассмотрим известный частный случай - резонатор, образованный короткозамкнутым прямоугольным волноводом с волной типа  $H_{10n}$  и неоднородностью с нормированным сопротивлением  $X$ . Указанный случай имеет аналитическое решение в виде /2/

$$\beta = \frac{2Q_0^2}{\pi n} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2 \frac{X^2}{4X+1}, \quad (1)$$

где  $\beta$  - коэффициент связи,  $Q_0^2$  - собственная добротность резонатора,  $\lambda_0$  - резонансная длина волны,  $\lambda_g$  - длина волны в волноводе. В качестве устройства связи, как правило, используется индуктивная диафрагма, обладающая высокой электрической прочностью, для которой /3/

$$X = \frac{a}{\lambda_g} \epsilon_g^2 \left[ \frac{\pi(h-t)}{2a} \right], \quad (2)$$

где  $a$  - размер широкой стенки волновода,  $h$  - ширина окна связи,  $t$  - толщина диафрагмы.

Очевидно, что коэффициент связи рассмотренной системы не изменится, если призматический резонатор с видом колебаний  $H_{10n}$  заменить резонатором-аналогом, для которого выполняется условие

$$H_{\tau}^2(x, y) = H_{\tau}(x, y), \quad (3)$$

где  $H_{\tau}^2(x, y)$  - касательная компонента магнитного поля на окне связи призматического резонатора, а  $H_{\tau}(x, y)$  - та же компонента для резонатора-аналога. Если условие (3) ограничить основной волной, то оно переходит в

$$Q_0^2 \xi_{\square}^2(S) = Q_0 \xi^2(S), \quad (4)$$

где  $\xi_{\square}(S)$  и  $\xi(S)$  - параметры напряженности магнитного поля призматического резонатора и резонатора-аналога соответственно на металлизированном окне связи.

$$\xi_{\square}^2(S) \equiv \frac{H_{\tau}^2(S)}{P Q_0^2} = \frac{8 \lambda_0^3}{\pi Z_0 a b \lambda_g^3} \cdot \frac{1}{\pi} \omega^2 \left( \frac{\pi x}{a} \right), \quad (5)$$

где  $P$  - мощность питания,  $Z_0 = 377$  Ом,  $b$  - размер узкой стенки волновода, а  $-\frac{1}{2} \leq x \leq \frac{1}{2}$ . Из (1), (2), (4) и (5) после усреднения  $\xi_{\square}(S)$  по окну связи получается

$$\beta = \frac{Q_0^2 a b Z_0 \lambda_g}{4 \lambda_0} \left[ 4 + \left( \frac{\lambda_g}{a} \right)^2 \epsilon_g^2 \frac{\pi(h-t)}{2a} \right]^{-1} \cdot \left[ \frac{2n \frac{\pi h}{2a}}{\left( \frac{\pi h}{2a} \right)} \right]^2 \xi^2(S). \quad (6)$$

Для цилиндрических резонаторов с колебаниями  $E_{0m0}$

$$\xi^2(S) \equiv \frac{H^2(S)}{P Q_0} = \frac{4}{\nu_{0m}^2 Z_0 \lambda_0^2}, \quad (7)$$

где  $\nu_{0m}$  - длина резонатора,  $\nu_{0m}$  -  $m$ -ый корень функции Бесселя  $J_{\nu}(x)$ .

При раскрытии окна связи  $h/a < 0,3$

$$\beta \approx \frac{Q_0}{V_{0m}^2} \cdot \frac{(a/\lambda_0)^3 (b/\lambda_0)}{(\ell/\lambda_0)(\lambda\ell/\lambda_0)} t g^4 \left[ \frac{\pi(h-t)}{2a} \right]. \quad (8)$$

Влияние индуктивного элемента связи на собственную частоту резонаторной системы можно оценить, используя соотношение для изменения эквивалентной длины призматического резонатора [2]:

$$\Delta \ell_{\text{инд}} = \frac{\lambda\ell}{4\pi} a \kappa t g 2X. \quad (9)$$

Девияция резонансной частоты призматического резонатора с колебаниями  $H_{10n}$  при изменении его длины есть

$$\Delta f_0/f_0 = (f_0 - f_1)/f_0 = \left( \lambda_0/\lambda\ell \right)^2 \frac{\Delta \ell_{\text{инд}}/\ell_{\text{инд}}}{-1/2} \quad (10)$$

где  $\ell_{\text{инд}} \approx \lambda\ell^{1/2}$  и  $\lambda\ell = \lambda_0 [1 - (\lambda_0/2a)^2]$ . Значение  $\Delta f_0/f_0$  можно выразить с помощью теоремы возмущений в виде  $\Delta f_0/f_0 = \kappa \cdot \frac{H_{10}^2(s)}{W}$ , где  $\kappa$  - фактор окна связи,  $W$  - запасенная энергия. Используя  $H_{10}^2(s)/W = \varepsilon \lambda_0^2 C / (Z_0 a \ell \lambda_0^2 \ell_{\text{инд}})$ , где  $C = 3 \cdot 10^8$  м/с, и (10), получим

$$\kappa = \frac{Z_0 a \ell \Delta \ell_{\text{инд}}}{2c}. \quad (11)$$

При возбуждении цилиндрического резонатора с колебаниями  $E_{020}$  индуктивным окном, расположенным на его боковой поверхности, из (2), (7), (9), (11) получается

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \kappa \cdot \frac{H_{10}^2(s)}{W} = \frac{a \ell \lambda \ell}{4V_{0m} \lambda_0^2 \ell} a \kappa t g \left\{ \frac{2a}{\lambda\ell} t g^2 \left[ \frac{\pi(h-t)}{2a} \right] \right\} \approx \frac{a^2 b}{2V_{0m} \lambda_0^2 \ell} t g^2 \left[ \frac{\pi(h-t)}{2a} \right]. \quad (12)$$

Иллюстрируем применимость соотношений (8), (12) для практических расчетов, используя в качестве теста бипериодическую ускоряющую систему [3], для которой  $\lambda_0 = 107,2$  мм,  $a \times b = 72 \times 34$  мм,  $Q_0 = 1,04 \cdot 10^4$ ,  $t = R(1 - \sqrt{1 - h^2/R^2})$ . Длина бипериодического резонатора берется в виде суммы длин ускоряющих ячеек  $\ell = N \ell_{\text{ячейк}} = 7 \cdot 41$ ,  $c = 292$  мм, а радиус ускоряющей ячейки  $R \approx 0,383 \lambda_0$ . Расчетные и экспериментальные значения коэффициента связи и девиация собственной частоты ускоряющей ячейки ( $\ell_{\text{ячейк}} = 41$ ,  $c$  мм) приведены в таблице.

Таблица

h, мм	t, мм	$\beta_{\text{расч}}$	$\beta_{\text{эксп}}$	$\Delta f_0^{\text{расч}}$ , МГц	$\Delta f_0^{\text{эксп}}$ , МГц
12	0,5	0,18	0,18	5,2	5,5
13	0,6	0,25	0,25	6,9	6,4
14	0,7	0,34	0,33	8,0	7,8
15	0,8	0,45	0,44	9,1	8,8
16	0,9	0,58	0,59	10,4	10,2
17	1,0	0,74	0,80	11,8	11,7
18	1,1	0,95	1,0	13,3	13,0
19	1,2	1,19	1,25	14,9	14,5
20	1,2	1,50	1,5	16,6	16,0
20,5	1,3	1,70	1,8	17,7	17,5

Литература

1. Машковцев В.М., Дибизов Г.Н., Шеллин В.А. Теория волноводов. М.: Наука, 1988.
2. Альтман Дж.Л. Устройства сверхвысоких частот: Пер. с англ. Под ред. И.В.Лебедева. М.: Мир, 1980.
3. Бухарин В.Л., Зверев Б.В., Собенин Н.П. Техническое проектирование бипериодических замедляющих систем / линейные ускорители / Под ред. С.А.Вальднера. М.: Энергоатомиздат, 1987.

## РАЗРАБОТКА УСКОРЯЮЩИХ СИСТЕМ ТИПА "ВСТРЕЧНЫЕ ШТЫРИ"

Н.В.Авредин, В.И.Горбатко, Б.В.Зверев, А.Д.Коляскин,  
А.И.Кривоносов, А.Н.Пронин, А.А.Ревков, Н.П.Собенин

Московский инженерно-физический институт

Резонаторные системы со встречными штырями обладают уникальными импедансными и габаритно-массовыми характеристиками в области больших замедлений и в силу этих причин перспективны для использования в линейных ускорителях ионов на малых энергиях.

Схематическое изображение Н-резонатора с цилиндрическими пролетными втулками приведено на рисунке, где обозначено: 1 - корпус, 2 - пролетные втулки, 3 - держатели пролетных втулок,  $R$  - радиус корпуса,  $L$  - длина резонатора,  $D$  - период расстановки втулок,  $l_r$  - длина пролетных втулок,  $d$  - протяженность ускоряющего зазора,  $a$  - радиус пролетного канала,  $\beta$  - наружный радиус втулок,  $\epsilon_0$  - радиус держателей. Здесь же качественно показана топография электромагнитного поля резонатора.

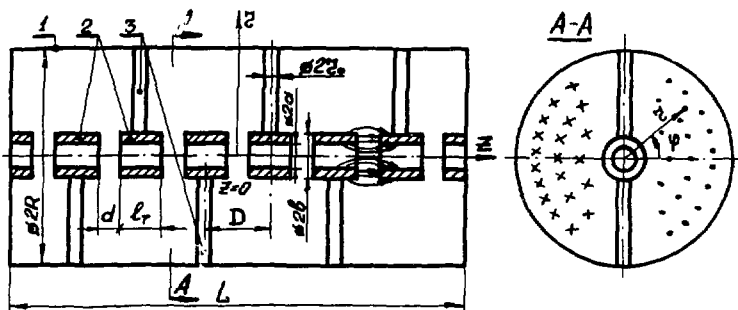


Схема ускоряющей системы в виде Н-резонатора.

Анализ Н-резонаторов существенно упрощается, если его магнитное поле, в согласии с экспериментальными данными, аппроксимировать полем цилиндрического резонатора-аналога с колебаниями  $H_{III}$ , заполненного диэлектриком без потерь с эквивалентной относительной проницаемостью  $\epsilon_1$ , величина которой обеспечивает реальное замедление.

Записывая распределение магнитного поля в указанном виде [1], можно вычислить параметр напряженности магнитного поля Н-резонатора:

$$\tilde{M} \approx \frac{H_z(\epsilon, \varphi, z)}{\sqrt{\rho Q}} = \frac{2 \mu_n \gamma_1 \left( \frac{\mu_n}{R} z \right) \cos \varphi \cos \left( \frac{\pi z}{L} \right)}{\pi R \gamma_1(\mu_n)} \left[ \frac{\lambda_0}{Z_0 L (\mu_n^2 - 1) \left( 1 + \frac{\pi^2 R^2}{4 \mu_n^2 L^2} \right)} \right]^{1/2}$$

где  $\mu_n$  - первый корень  $\gamma_1'(x) = 0$ ,  $Z_0 = 377$  Ом,  $\lambda_0$  - рабочая длина волны. Используя (1), можно по закону электромагнитной индукции найти параметр напряжения на зазорах

$$\tilde{U}(z) = \frac{U(z)}{\sqrt{\rho Q}} \approx 3,87 \sqrt{Z_0} \left[ L \lambda_0 (1 + 2,91 R^2/L^2) \right]^{-1/2} \cos \left( \frac{\pi z}{L} \right). \quad (2)$$

Для определения шунтового сопротивления соотношение (2) следует проинтегрировать по всем зазорам и учесть эффективность зазора  $K_3$  и вид распределения поля по координате  $z$ :

$$\frac{R_{ш}}{Q} \approx \frac{6,07 Z_0 R^2 N^2 K_3^2 K_p^2}{2 \lambda_0 (1 + 2,91 R^2/L^2)}, \quad (3)$$

где  $K_p = 1$  для ненастроенного Н-резонатора и  $K_p = 1,57$  для резонатора, настроенного на однородное распределение электрического поля в центрах зазоров. Коэффициент эффективности зазора определяется из решения задачи Дирихле для периодической структуры в квазистатическом приближении [2]. Результаты расчетов суммированы в таблице. Там же дан нормированный множитель  $\tilde{E}_z \cdot D$ , позволяющий определить напряженность электрического поля в центре зазоров по отношению

$$\tilde{\gamma}_0 = E_z(z_n) / \sqrt{PQ} = \tilde{E}_z \tilde{\gamma}_0(z_n). \quad \text{Данные таблицы соответствуют отношению}$$

$\beta_0/a$	$K_0$				$\beta_0/D$	$\tilde{E}_z \cdot D$			
	a/D					a/D			
	0,25	0,20	0,143	0,111	0,25	0,20	0,143	0,111	
1,2	0,855	0,887	—	—	0,24	1,13	1,12	1,10	1,01
1,6	0,835	0,920	0,945	—	0,32	1,25	1,29	1,26	1,21
2,0	0,922	0,945	0,962	0,969	0,50	1,55	1,67	1,79	1,74
2,5	0,946	0,965	0,977	0,982	0,64	1,84	2,05	2,34	2,47
3,2	0,964	0,979	0,988	0,992	0,80	2,20	2,58	3,25	3,71
4	—	—	0,998	0,997	—	—	—	—	—
5	—	—	0,999	0,999	—	—	—	—	—

$\frac{Q}{Q_0} = 0,4$  и мало изменяются в интервале  $0,3 \leq \alpha/\beta \leq 0,6$ .

Предельная добротность Н-резонатора соответствует добротности цилиндрического Н-резонатора с идеальным диэлектрическим заполнением:

$$Q_0 = \frac{0,705 R}{\delta} \frac{1 + 2,91 R^2/L^2}{1 + 0,86 R^2/L^2 + 4,1 R^3/L^3}, \quad (4)$$

где толщина скин-слоя для меди  $\delta = 3,8 \cdot 10^{-4} \sqrt{\lambda_0}$ .

Действительная добротность зависит от соотношения потерь в корпусе и стержнях:

$$Q = \frac{Q_{np}}{1 + P_{ст}/P_k} \cdot K_k,$$

где  $K_k$  — коэффициент качества, зависящий от технологии изготовления. Для паяных резонаторов  $K_k \approx 0,9$ . Потери в стержнях можно учесть по известному напряжению на зазорах [2] и току в стержнях  $I_{ст}(z_n) \approx U(z_n) \omega_0 C_3$ :

$$P_{ст}/P_k = \frac{4,25(N-1)R^2 [Z_0 \omega_0 (C_0 + C_1)]^2 K_p^2}{2L \lambda_0^2 [1 + 0,86 R^2/L^2 + 4,1 R^3/L^3]}, \quad (5)$$

где  $N$  — число ускоряющих зазоров, а  $C_0 + C_1$  — суммарная емкость зазора.

Оценка радиуса корпуса Н-резонатора может быть сделана с учетом его эквивалентной индуктивности и емкости. В предположении, что круглый волновод нагружается преимущественно емкостью между пролетными втулками  $C_0$  и емкостью между пролетными втулками и корпусом, получаем

$$\lambda_0 = \frac{2\pi R}{\pi n} \left[ \left( 1 + \frac{2}{\epsilon_0 D} (C_0 + C_1) \right) / \left( 1 + 2,91 R^2/L^2 \right) \right]^{1/2} = \frac{2\pi R}{\pi n} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{1 + 2,91 R^2/L^2}}. \quad (6)$$

Для вычисления емкости  $C_0$  и  $C_1$  можно использовать соотношения, полученные по данным работы [3]:

$$\begin{cases} C_0 \approx 3 \cdot 10^{-11} (\alpha + \beta) \left\{ 1 + \frac{\beta - \alpha}{d} + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\beta_T}{d} [\ln(1 + \frac{2d}{\beta_T}) + 1] \right\}, \\ C_1 \approx 2\pi \epsilon_T \epsilon_0 / \ln(R/\beta). \end{cases} \quad (7)$$

Предложенная методика расчета была апробирована на обширном массиве экспериментальных данных, взятых из литературы и полученных авторами. Результаты тестов показали, что предложенные соотношения позволяют оценить радиус корпуса с погрешностью  $\Delta R/R \leq 3 \cdot 10^{-2}$ , параметр напряженности электрического поля с погрешностью  $\Delta \tilde{\gamma}_0(z_n) / \tilde{\gamma}_0(z_n) \leq 5\%$ , а погрешность определения шунтового сопротивления и добротности не превосходит  $\Delta(R_{ш}/Q) / (R_{ш}/Q) \leq 0,1$  и  $\Delta Q/Q \leq 0,1$ .

Литература

1. Ширман В.Д. Радиоволноводы и объемные резонаторы. — М.: Связьиздат, 1969, с.226-227.
2. Губанов С.И., Голышкин А.Д. Расчет электростатических полей методом Монте-Карло с использованием методики зависимых испытаний. — Динейнке ускорители. М.: Энергоатомиздат, 1987, с.45-47.
3. Воинов Г.С. Широкодиапазонные колебательные системы. — М.: Сов. радио, 1973.

## ЭЛЕКТРОННЫЙ КПД ГИРОКОНА ПРИ ЕГО РАБОТЕ В КАЧЕСТВЕ УСКОРИТЕЛЯ

В. Н. Курдюмов, В. Н. Старкова

Московский радиотехнический институт АН СССР

Среди факторов, снижающих электронный к.п.д. гирокон, наиболее трудным для оценки является неоднородность распределения по азимуту тормозящего поля в выходном резонаторе. Поле не может быть однородным, поскольку при локальном отводе полезной мощности, выделяемой вдоль всей траектории развертки пучка, поток ее через различные поперечные сечения кольцевого резонатора неодинаков. Теоретический анализ неоднородности поля требует решения задачи дифракции поля пучка, имеющего вид бегущей волны, на окнах связи с отводящими мощность волноводами. Решение подобной задачи весьма громоздко, требует большого объема численных расчетов на ЭВМ и до настоящего времени не проведено. Авторы [1] при оценке отношения максимального и минимального значения амплитуды напряжения на зазоре выходного резонатора ограничиваются словами: "Полагая возможным поддерживать это отношение на уровне 1,03, допускаем снижение к.п.д. гирокон еще на 1,5%". Поэтому представляет интерес аналитический расчет неоднородности поля и обусловленного им снижения к.п.д. в предположении, что гирокон работает в качестве ускорителя сгруппированных пучков, проходящих через зазор выходного резонатора, не имеющего окон связи.

При умеренной кривизне волновода, образующего выходной кольцевой резонатор, плотность тока и продольная компонента электрического поля основной гармоники гироконного пучка могут быть записаны в виде

$$J_{y\varphi} = \frac{I_g}{\pi R} \delta(x-a/2) \cos(\Omega t + \varphi - 2\theta_g y/b), \quad (1)$$

$$E_{y\varphi} = -\frac{8 I_g \Omega}{a R (\Omega^2 - \omega_{01}^2)} \frac{\sin \theta_g}{\theta_g} \sin \frac{\pi x}{a} \sin(\Omega t + \varphi - \theta_g), \quad (2)$$

где  $I_g$  - ток пучка.  $\varphi$  - азимутальный угол.  $\Omega$  - частота развертки.  $R$  - радиус средней линии кольцевого волновода прямоугольного сечения  $a \times b$ .  $\theta_g = 8\Omega / 2v_g$ ,  $v_g$  - скорость частиц пучка.  $\omega_{01} = c\sqrt{(\pi/a)^2 + 1/R^2}$ . Стметим, что поле (2) в среднем не взаимодействует с электронами пучка: при  $\Omega < \omega_{01}$ , на первой половине зазора они ускоряются, на второй тормозятся; при  $\Omega > \omega_{01}$ , торможение и ускорение меняются местами. Близкий к единице электронный к.п.д. может быть получен лишь при использовании в качестве нагрузки двух пучков, хорошо сгруппированных на частоте  $\Omega$ , смещенных по азимуту на  $\pi/2$  и на столько же по зазоре пролета сгустков. Плотность тока и поле вблизи резонанса описываются выражениями:

$$J_{y\varphi} = \frac{2 I_g}{R} \delta(x-a/2) \{ \delta(\varphi) \sin[\Omega t + \theta_g(1-2y/b) - \theta_g] + \delta(\varphi - \frac{\pi}{2}) \cos[\Omega t + \theta_g(1-2y/b) - \theta_g] \},$$

$$E_{y\varphi} = \frac{8\pi I_g \Omega R}{a c^2 \alpha \sin \alpha \pi} \frac{\sin \theta_g}{\theta_g} \sin \frac{\pi x}{a} [\cos(\Omega t - \theta_g) \cos \alpha(\pi - \varphi) - \sin(\Omega t - \theta_g) \cos \alpha(\pi - (\varphi - \frac{\pi}{2}))], \quad (3)$$

где  $I_g$  - средний ток ускоряемых пучков.  $\theta_g = 8\Omega / 2v_g$ ,  $v_g$  - скорость частиц.  $\alpha = \sqrt{1 + (\Omega^2 - \omega_{01}^2) R^2 / c^2}$ ,  $c$  - скорость света. Числительная необходимость использования для ускорения двух пучков (как и наличие двух отводящих волноводов в гироконе-усилителе) представляется очевидной: для эффективного сбора мощности у гироконного пучка поле ускоряемых пучков (дипольное поле в гиро-

коне-усилителе) должно по возможности быть близким к бегущей волне, синфазной с током ( $\Gamma$ ).

Средняя за период работа поля ускоряемых пучков над током giroконного пучка в функции угла  $\varphi$  (локально выделяемая мощность) легко вычисляется с помощью (1) и (3) и в приближении малой расстройки  $\Delta\Omega \ll 1 - \omega_{10} / \Omega \ll 1$  составляет

$$A_{g_3}(\varphi) = \int_0^{2\pi/\Omega} dt \int_{\Sigma} j_{y_3} E_{y_3} ds = \frac{8 I_g I_e b}{a R \Omega \Delta \Omega} \frac{\sin \theta_0}{\theta_0} \frac{\sin \theta_3}{\theta_3} \times \\ \times \left\{ 1 - \frac{\Delta \Omega}{2 \Omega} \left[ \left( \frac{\pi R}{a} \right)^2 - \frac{\pi}{2} \left( 1 + \left( \frac{\pi R}{a} \right)^2 \right) \sin 2\varphi \right] \right\} \quad \left[ \begin{array}{l} \varphi < \pi/2 \\ \pi/2 < \varphi < 2\pi \end{array} \right].$$

При этом полная мощность

$$A_{g_3}^t = \int_0^{2\pi} A_{g_3}(\varphi) d\varphi = \frac{16 \pi I_g I_e b}{a R \Omega \Delta \Omega} \frac{\sin \theta_0}{\theta_0} \frac{\sin \theta_3}{\theta_3} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta \Omega}{\Omega} \right).$$

В качестве электронного к.п.д. giroкона-ускорителя естественно принять величину  $\eta = A_{g_3}^t / (2\pi A_{g_3}(\varphi)_{\max})$ . Для  $\Delta\Omega < 0$  на основании приведенных выражений имеем

$$\eta = 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta \Omega}{\Omega} \left( 1 + \frac{\pi}{2} \right) \left( 1 + \left( \frac{\pi R}{a} \right)^2 \right)$$

(при другом знаке отстройки величина  $\eta$  меньше). Это значение к.п.д. может быть реализовано лишь при выборе ускоряемого тока из условия:  $\eta I_g \mathcal{E}_g / e = \Omega A_{g_3}^t / 2\pi$ , где  $\mathcal{E}_g$  - энергия частиц giroконного пучка,  $e$  - заряд электрона, что накладывает связь между током ускоряемых пучков и отстройкой:

$$I_g = \frac{\eta \mathcal{E}_g R a}{8 e b} \frac{\theta_0}{\sin \theta_0} \frac{\theta_3}{\sin \theta_3} \Delta \Omega.$$

Таким образом, к.п.д. giroкона в режиме ускорителя зависит от одного свободно-го параметра - отстройки  $\Delta\Omega$  или тока  $I_g$ .

Для сопоставления с к.п.д. giroкона-усилителя этот параметр целесообразно выбрать, исходя из условия  $e b E_{y_3} = \mathcal{E}_g$ . Аналогичному условию удовлетворяет диатризмыванное на сигнал СВЧ поле. В этом случае

$$\Delta \Omega = \frac{4 I_g e}{\mathcal{E} R} \frac{b}{a} \frac{\sin \theta_3}{\theta_3},$$

а ток ускоряемых пучков с точностью до пролетного фактора совпадает с током giroконного пучка. При параметрах giroкона  $\mathcal{E} = 2 \text{ МэВ}$ ,  $I_g = 100 \text{ А}$ ,  $R = 23 \text{ см}$ ,  $a = 39 \text{ см}$ ,  $b = 16 \text{ см}$ ,  $\omega_{10} = 2\pi \times 430 \text{ МГц}$  требуемая отстройка  $\Delta\Omega / \Omega = 1,2 \cdot 10^{-3}$ . При этом отношение максимального к минимальному значению тормозящего поля составляет  $I_{\max} / I_{\min} = \eta = 1 - 0,7 \cdot 10^{-3}$ .

Рассмотренный способ оценки сжатия к.п.д. из-за азимутальной неоднородности поля удобен и для других усилителей СВЧ, например сплюснутого в [2], в которых используются кольцевые резонаторы.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гудкер Г.И., Карлинер М.М., Манаров И.Г. и др. Атомная энергия, т.44, вып. 5, с.137, 1978.
2. Бехтев Л.В., Гойко В.А., Воронков Р.М. и др. Письма в ЖЭТФ, т.6, вып. 6, с.357, 1982.

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Для ВЧ-питания основной части двухчастотного линейного ускорителя протонов на энергию 50 МэВ, сооружаемого в ИТЭФ, требуется суммарная мощность около 13 МВт в импульсе на частоте 297 МГц. Ниже приводятся результаты разработки и предварительного испытания макета мощного импульсного генератора на частоте 297 МГц на модернизированном триоде ГИ-27АМ.

Отсутствие мощных импульсных электронных приборов, работающих в этом диапазоне частот, привело к необходимости рассмотреть возможность применения триода ГИ-27АМ, используемого в системах ВЧ-питания линейных ускорителей на частоте 150 МГц с мощностью в импульсе до 4 МВт. Как показала оценка, выполненная по обычной методике [1], пролетные явления на работу лампы на частоте 300 МГц влияют незначительно. С повышением частоты до 300 МГц отношение длины электронной системы  $l$  триода ГИ-27АМ к длине волны  $\lambda$  возрастает до 0,14. В практике разработки электронных ламп параметр  $l/\lambda$  ограничивают примерно на уровне  $1/10$  [2], т.к. его рост приводит к увеличению неэквипотенциальности по длине электродов и, как следствие, к неполному использованию эмиссионной способности катода лампы. Для оценки влияния параметра  $l/\lambda$  представим цилиндрическую коаксиальную электронную систему лампы, работающую в схеме с общей сеткой, как два разомкнутых на концах отрезка линий: входной, образованной катодом и сеткой, и выходной, образованной сеткой и анодом. Пренебрегая потерями, считаем, что продольное распределение ВЧ-напряжения в этих линиях будет иметь косинусоидальный характер с максимумом на разомкнутых концах. Выражая выходную и потребляемую мощность через напряжения в этих линиях, получаем следующие соотношения для оценки влияния параметра  $l/\lambda$  на максимальную выходную мощность и к.п.д. анодной цепи лампы:

$$P\left(\frac{l}{\lambda}\right)/P_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{l}{\lambda} \left( \pi \frac{l}{\lambda} + \frac{1}{4} \sin 4\pi \frac{l}{\lambda} \right), \quad (1)$$

$$\eta\left(\frac{l}{\lambda}\right)/\eta_0 = \frac{\pi \frac{l}{\lambda} + \frac{1}{4} \sin 4\pi \frac{l}{\lambda}}{\sin 2\pi \frac{l}{\lambda}}, \quad (2)$$

где  $P_0$ ,  $\eta_0$  — максимальная выходная мощность и к.п.д. анодной цепи лампы при  $l/\lambda \rightarrow 0$ ;  $P\left(\frac{l}{\lambda}\right)$ ,  $\eta\left(\frac{l}{\lambda}\right)$  — максимальная выходная мощность и к.п.д. анодной цепи лампы на волне  $\lambda$ . Для наглядности зависимости (1) и (2) представлены на рис.1. Откуда следует, что при переходе со 150 на 300 МГц максимальная выходная мощность триода ГИ-27АМ уменьшается примерно в 1,2, а электронный к.п.д. — в 1,1 раза.

Из сделанной оценки следует, что можно реально рассчитывать на применение триода ГИ-27АМ на частоте 297 МГц с выходной мощностью не менее 3 МВт и к.п.д. около 50%.

Однако испытания триода на данной частоте показали, что его выходная мощность ограничена уровнем 1 МВт в импульсе из-за пробоев на входе лампы по поверхности катодно-сеточного изолятора. Как показал анализ, причиной этого является то, что напряжение на этом изоляторе более чем в 3 раза превышает напряжение на электродах. На рис.2 представлена входная цепь лампы ГИ-27АМ с эдпой продольного распределения напряжения на частоте 300 МГц. Причиной перенапряжения на выходном изоляторе является резкое повышение волнового сопротивле-



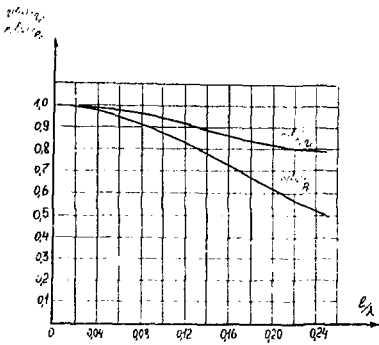


Рис. 1. Зависимость максимальной выходной мощности и к.п.д. триода с цилиндрическими электродами от параметра  $l/\lambda$ .

ния при переходе от активной к пассивной части лампы, при этом на частоте 300 МГц узел напряжения расположен внутри лампы. Исходя из этого совместно с разработчиками лампы было выработано конструктивное решение по модернизации триода ГИ-27АМ для работы на частоте 300 МГц. Уменьшение волнового сопротивления пассивного участка входной цепи лампы более чем в два раза снизило перенапряжение на изоляторе. На рис. 3 пунктиром показано изменение конструкции пассивной части входа лампы и расчетное изменение эппоры напряжения на частоте 300 МГц.

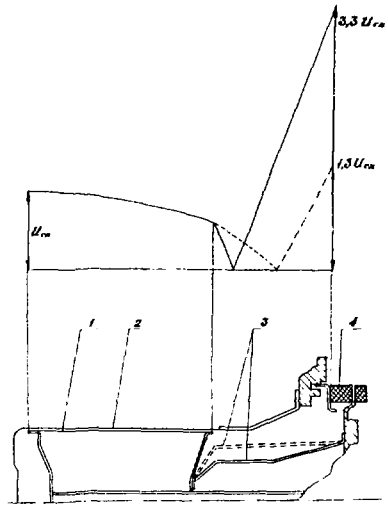


Рис. 2. Схема конструкции катодно-сеточного узла триода ГИ-27АМ с расчетной эппорой распределения напряжения на частоте 300 МГц: 1-катод, 2-сетка, 3-держатель катода, 4-катодно-сеточный изолятор.

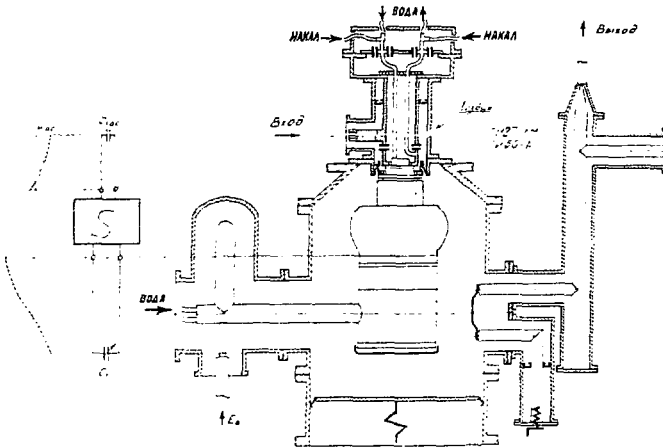


Рис. 3. Схема конструкции мощного импульсного генераторного каскада на частоте 297 МГц.

В процессе работы была рассмотрена возможность применения триода ГИ-50А, имеющего аналогичную конструкцию электронной системы и отличающегося большей средней мощностью. При этом соотношение напряжений на входном изоляторе и на электродах лампы на частоте 300 МГц близко к тому, которое получается в рассмотренном выше варианте модернизации триода ГИ-27АМ. Испытания триодов ГИ-50А и опытного образца ГИ-27АМ на частоте 297 МГц дали примерно одинаковые результаты. В режиме внешнего возбуждения в эквивалентах нагрузки была получена мощность более 3 МВт в импульсе длительностью 300 мкс и скважностью 300% при к.п.д. анодной цепи 50%, анодном напряжении 30 кВ и коэффициенте усиления по мощности 1. Из этого следует, что триод ГИ-50А целесообразно применять лишь тогда, когда требуется большая средняя мощность, т.к. он примерно в 1,5 раза дороже и тяжелее триода ГИ-27АМ.

Опытный образец триода ГИ-27АМ был также испытан на частоте 148,6 МГц в мощном импульсном генераторе системы ВЧ-питания И-2 инжектора протонного синхротрона ИС-10 (ИТОФ) и показал возможность замены серийных ламп без изменения конструкции штатных генераторов.

Разработка технологического варианта триода ГИ-27АМ, способного работать на частотах до 300 МГц, продолжается.

При разработке генератора на частоту 297 МГц были использованы схемные и некоторые конструктивные решения, применяемые в генераторах систем ВЧ-питания линейных ускорителей И-2 на лампе ГИ-27АМ и ИРТАН на лампе ГИ-50А, работающих на частотах соответственно 148,6 МГц и 148,2 МГц. Схема конструкции генератора приведена на рис.3. Генератор выполнен по схеме с общей сеткой. Выходной анодно-сеточный коаксиальный контур совместно с электродами лампы образует коаксиальную линию с электрической длиной, равной длине волны  $\lambda$ , нагруженную с одной стороны торцевой емкостью анод-сетка лампы, а с другой - торцевой емкостью внешней коаксиальной линии. Диаметр внутренней трубы анодного контура определялся размерами анодного блока лампы и составляет 200 мм. Диаметр обечайки анодного контура выбран равным 440 мм, при этом, с одной стороны, достигается необходимая электрическая прочность, а с другой стороны - достаточное разделение, равное  $2\lambda$  МГц, между частотами рабочего вида колебаний и паразитного азимутального вида колебаний на  $H$ -волне. Для снижения напряженности поля на поверхности внутренней трубы анодно-сеточного контура, в плоскости вывода анодного фланца лампы, установлен антиградиентный электрод торозобразной формы и конусный переход в неоднородной части анодно-сеточного контура [3]. Варианты выполнения этой части анодного контура рассчитывались на основе теории поля по программе SUPER [4]; проверялись экспериментально.

Входное устройство генератора выполнено в виде коаксиальной резонансной линии с волновым сопротивлением  $100 \Omega$ , нагруженной на одной конце выходными электродами лампы, а на другом - короткозамкнутыми подстроечными ступенями и идеальной проводящей связью с 50-омным фидером, расположенным в районе точности напряжения. Для измерения КСВ на входе генератора использовался  $\lambda/4$ -отделка 50-омного входного фидера с 3-мя зондами. Метод 3-х зондов после проведения соответствующей калибровки использовался для измерения мощности на входе генератора.

Испытания макета генератора проводились в режиме внешнего возбуждения при его работе на два эквивалента нагрузки, мощность в которых измерялась калориметрическим методом. При этом обеспечивался импульсный режим работы с длительностью импульса 300 мкс и скважностью 300%. В итоге проведенных испытаний отработана конструкция генератора, рассчитанная на применение ламп ГИ-27АМ и ГИ-50А и обеспечивающая при этом следующие параметры:

Рабочая частота	297 МГц
Анодное напряжение	до 30 кВ
Выходная мощность	более 3 МВт
Длительность импульса	300 мкс
Сквезность	3000
К.п.д. анодной цепи	50%
Коэффициент усиления по мощности	4

В настоящее время серия подобных генераторов находится в производстве. В будущем предполагается провести испытание генератора на предельную среднюю мощность на частоте 297 МГц.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.А.Кацман. Приборы СВЧ. М., Высшая школа, 1983, с.39-67
2. Б.М.Царев. Расчет и конструирование электронных ламп. М., Энергия, 1967, с.486.
3. Б.Т.Зарубин. О перенапряжениях в мощных триодных генераторах.- Электронная техника, Сер.4. Электровакуумные и газоразрядные приборы, 1974, вып.1, с.10.
4. С.А.Хашалов. Программа СЕРА по расчету двумерных электромагнитных полей в резонаторах и электронно-оптических системах методом конечных элементов. М., ИТЭФ-39, 1986, с.12.

ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ЗАДАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО С ШИРОКОДИАПАЗОННЫМ  
 ФАЗОВЫМ РЕГУЛИРОВАНИЕМ НА УСКОРИТЕЛЕ И-2

В.А. Андреев, А.М. Козодаев, К.Е. Корчагин, А.М. Раскопин

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Искусственные линии задержки, в которых в качестве конденсаторов используются варикапы, успешно применяются в регулируемых фазосдвигающих устройствах высокочастотных трактов ускорителей [1,2]. Величина фазового сдвига определяется значением управляющего напряжения варикапов и при достаточном количестве звеньев в линии может превышать  $360^\circ$  в диапазоне частот от десятков до сотен мегагерц.

Разработанное для линейного протонного ускорителя И-2 высокочастотное задающее устройство, в котором используются подобные линии, обеспечивает импульсное возбуждение трех мощных ВЧ-генераторов на частоте  $f = 148,5$  МГц, а также выставление и поддержание любых соотношений между фазами ВЧ-колебаний в резонаторах ускорителя. Упрощенная структурная схема возбуждения резонаторов и регулирования фазы приведена на рис.1. Резонаторы получают ВЧ-энергию от мощных генераторов, которые возбуждаются по индивидуальным трактам [3]. Задающее устройство выполнено на полупроводниковых элементах и включает в себя задающий генератор ЗГ, электронный коммутатор ЭК и три канала возбуждения.

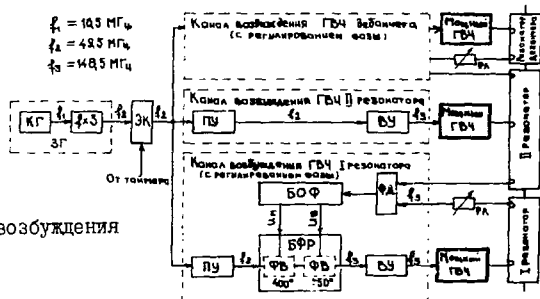


Рис.1. Структурная схема ВЧ-возбуждения резонаторов.

Кварцевый генератор КГ ( $f = 16,5$  МГц) и утритель частоты работают в термостате, точность поддержания частоты в течение суток  $0,5 \cdot 10^{-6}$ . Выходная мощность ЗГ - 0,5 Вт на нагрузке 50 Ом.

Электронный коммутатор по командам от таймера пропускает ВЧ-сигнал в течение 1 мс на время работы мощных генераторов (с необходимым запасом). Импульсный режим ВЧ-возбуждения заметно повышает экономичность и облегчает тепловой режим задающего устройства, кроме того, примерно на 70 дБ уменьшает среднее значение излучаемой им в эфир мощности.

Канал возбуждения мощного ГВЧ II резонатора не имеет устройства фазового регулирования и состоит из предварительного (ПУ) и выходного (ВУ) усилителей. ПУ работает на частоте 49,5 МГц. ВУ имеет на входе утритель и может возбуждаться от сигналов как частотой 49,5, так и 148,5 МГц. ВУ представляет собой резонансный усилитель с отрицательной обратной связью по току и собран на транзисторах К1610А (3 шт.), К1606А (1 шт.) и КТ904А (1 шт.). Он имеет коэффициент усиления по мощности 7, выходная мощность равна 3,5 Вт ( $f = 148,5$  МГц) на нагрузке 75 Ом.

Два других канала имеют возможность фазового регулирования. Оно осуществляется в блоке БФР (рис.1) "медленным" и "быстрым" фазовращателями ФВ по сигналам, поступающим от блока обработки БОФ. Фазовый датчик ФД формирует сигнал ошибки, пропорциональный разности фаз ВЧ-колебаний в контролируемом и опорном (П резонатор) объемах. С помощью раздвижной линии РЛ задаются требуемые фазовые соотношения. ФД выполнен по мостовой схеме на полосках шириной 1,5 мм, материал - стеклотекстолит СФ-2-С,35. При входных уровнях ВЧ-сигнала 25-30 В крутизна преобразования ФД составляет 250 мВ/град.

Фазовращатели построены на основе искусственных линий с  $LC$  - звеньями (рис.2). Величина фазового сдвига в такой линии равна

$$\varphi = 2\pi f n \sqrt{LC},$$

где  $n$  - количество звеньев,  $L$  и  $C$  - индуктивность и емкость одного звена. Изменение фазы в широком диапазоне осуществляется при малой (порядка 0,5 Вт) мощности сигнала. Компенсация потерь и подавление высших гармоник происходит в резонансных усилителях У1 и У2 (транзисторы КТ616А). Цепочки Р - Др необходимы для выравнивания напряжения смещения на анодах варикапсов. Коэффициент передачи ВЧ-сигнала по мощности (в блоке БФР) равен 1.

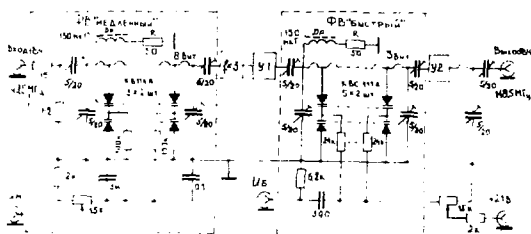


Рис.2. Упрощенная схема блока фазового регулирования.

Для обработки больших фазовых смещений в диапазоне от  $0^\circ$  до  $400^\circ$  ( $f = 148,5$  МГц) используется фазовращатель, работающий на частоте 49,5 МГц, - "медленный" ФВ. Управляющее им напряжение  $U_{\text{уп}}$  формируется в блоке БОФ посредством стробирующего каскада, реверсивного счетчика и цифроаналогового преобразователя. Напряжение  $U_{\text{уп}}$  действует непрерывно, его величина может изменяться в момент измерения фазовой ошибки. Фазовую расстройку любой величины тракт медленной обработки сводит к ошибке в пределах  $\pm 1^\circ$  за несколько ВЧ-импульсов, чувствительность тракта  $1^\circ$ . Предусмотрена возможность поиска нужной фазы в диапазоне  $0-360^\circ$  путем автоматического ее сдвига от импульса к импульсу с заранее выбранным шагом величиной от  $1^\circ$  до  $25^\circ$ .

"Быстрый" ФВ работает в диапазоне  $\pm 50^\circ$  ( $f = 148,5$  МГц) и убирает фазовые отклонения в течение плоской части ВЧ-импульса. Управляющий сигнал  $U_{\text{б}}$  формируется в БОФ усилителем с полосой пропускания 10 Гц - 1 МГц. Его коэффициент усиления выбирается оптимальным путем. При допустимом (с точки зрения устойчивости системы) петлевого коэффициенте усиления  $K = 75$  наибольшее из реально отмечавшихся фазовых отклонений в течение импульса  $\Delta = 25^\circ$  уменьшалось до величины  $\delta^\circ$ :

$$\delta = \frac{\Delta}{1+K} \approx 0,3^\circ.$$

Обычно отклонение разности фаз от заданной бывает меньше указанной величины.

Рабочие диапазоны изменения фаз фазовращателями приведены на рис.3. Разделение канала фазового управления на медленный и быстрый тракты делает систему авторегулирования более устойчивой. Типичная осциллограмма текущей разности

ти фаз в течение импульса при включенном тракте "быстрого" ЭВ приведена на рис.4а, при выключенном-на рис.4б.

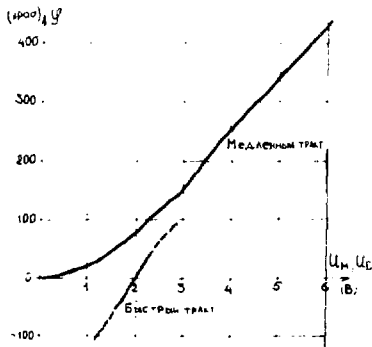


Рис.3. Рабочие диапазоны фазовых регуляторов по медленному и быстрому трактам (частота 148,5 МГц).

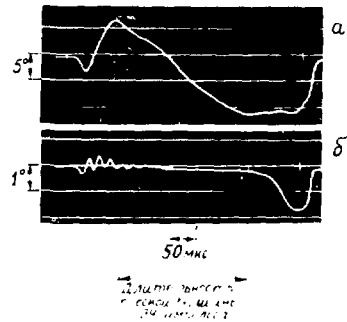


Рис.4. Осциллограммы разности фаз при выключенном (а) и включенном (б) тракте быстрого отработки.

### Л и т е р а т у р а

1. Квара А.И., Рогачев В.И., Родник Б.М. Быстродействующий фазовый регулятор метрового диапазона на варикапах. Труды ВИАМ СССР, 1977, № 20, с.106.
2. Корчагин Г.П. Широкодиапазонные электронные устройства фазового регулирования на частотах 50...150 МГц. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1986, вып.3(24), с.1-67.
3. Белов А.Д. и др. Линейный ускоритель протонов И-2. Электронная аппаратура. ЦТЭ. 1967, № 6, с.40.

# ИНДУКТИВНЫЙ НАКОПИТЕЛЬ В ЗАРЯДОВОМ УСТРОЙСТВЕ ЛИНЕЙНОГО МОДУЛЯТОРА

О. Д. Бредихин, А. М. Козодаев, А. Р. Курс, А. Ю. Лукашин, В. А. Малинин, Ю. Б. Стасевич  
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Мощные высокочастотные генераторы ускорителей обычно питаются от импульсных линейных модуляторов, которые хорошо изучены, удобны в изготовлении и надежны в работе. Однако с возрастанием частоты повторения срабатывания ускорителя и увеличением среднего тока ускоренных частиц растет средняя мощность, потребляемая модулятором от сети. Это приводит к необходимости перехода от сухих к маслонаполненным высоковольтным трансформаторно-выпрямительным устройствам, что вызывает ряд осложнений, связанных со значительными габаритами и массой этих устройств, а также необходимостью сооружения маслоотводо- и маслосборников. Решению подобных задач способствует применение индуктивных накопителей энергии [1, 2].

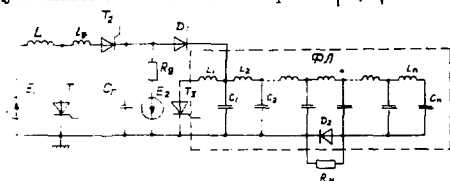
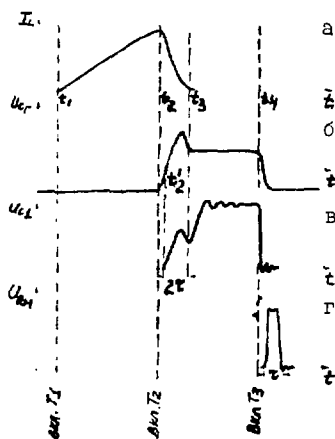


Рис. 1. Схема модулятора с зарядным устройством.

Предлагаемое в настоящей работе использование индуктивного накопителя  $L$  в качестве промежуточного элемента между выпрямителем и формирующей линией (рис. 1) позволяет иметь низковольтный ( $< 1$  кВ) источник питания без масла и обойти указанные выше трудности. Двойная формирующая линия М модулятора заряжается до напряжения  $U_{cr} = 35$  кВ за счет энергии,

накопленной в накопителе  $L$  при токе  $I_L = 700$  А. Индуктивный накопитель питается от источника  $E_1$ . В данной схеме гасящий конденсатор  $C_1$  помимо переключения тока  $I_L$  и выключения составного тиристорного вентиля  $T_1$  выполняет функции буфера и сглаживает переходные процессы при зарядке МЛ. Маломощный источник  $E_2$  необходим только при первичной зарядке  $C_1$ , после чего он может быть отключен. Элементы  $L_g$  и  $R_g$  выполняют демпфирующие и ограничительные функции.  $L_g \ll L$ ,  $L_i$  и  $C_i$  - параметры ячейки линии.



Диаграммы изменения токов и напряжений приведены на рис. 2. В исходном состоянии  $C_1$  заряжен до напряжения  $U_{cr} = -11$  кВ. Когда ток  $I_L$  достигает заданной величины, включается тиристорный вентиль  $T_2$ , ток  $I_L$  переводится из  $T_1$  в цепь  $L_g$ ,  $T_2$ ,  $C_1$ . При возрастании  $U_{cr}$  до положительного значения отключается диодный вентиль  $D_1$  и начинается процесс зарядки линии (момент  $t_2$  на рис. 2а).

Можно показать, что в интервале  $t_2 - t_3$  напряжение на входе линии  $U_{cr}$  описывается следующим выражением, заключающим в себе три случая, характеризующихся разными соотношениями между величинами  $L$ ,  $C_1$ ,  $L_i$  и  $C_i$ :

Рис. 2. Диаграммы изменения токов и напряжений.

$$U_{c1} = \frac{I_L \rho}{\gamma} \begin{cases} \frac{1}{\alpha - \beta} (e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}) & \text{при } 4\gamma < \mu; \\ t \cdot e^{-t/2\gamma} & \text{при } 4\gamma = \mu; \\ \frac{1}{\omega} e^{-t/2\gamma} \sin(\omega t) & \text{при } 4\gamma > \mu. \end{cases}$$

Здесь  $\gamma = \frac{2C_T}{L_i};$

$$\mu = \frac{2L}{L_i};$$

$$\alpha = \frac{1}{2\gamma} (1 + \sqrt{1 - \frac{4\gamma}{\mu}});$$

$$\beta = \frac{1}{2\gamma} (1 - \sqrt{1 - \frac{4\gamma}{\mu}});$$

$$\rho = \sqrt{\frac{L_i}{L_i}};$$

$$\omega = \frac{1}{2\gamma} \sqrt{\frac{4\gamma}{\mu} - 1};$$

$$\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{L_i L_i}};$$

$$t = \omega_0 t_p;$$

$t_p$  - реальное время от начала процесса зарядки ДЛ,  $0 \leq t_p \leq 2\tau = t_3 - t_2'$ ;  $\tau$  - длительность импульса напряжения на нагрузке. Приведенные формулы позволяют вычислить величину  $C_T$ , при которой к моменту прихода отраженной от конца ДЛ волны ( $t_3$ ) напряжение  $U_{c1}$  будет иметь абсолютную величину (12 кВ), достаточную для запирания  $T_1$  в следующем штиле работы схемы. Значения  $L$ ,  $L_i$  и  $C_i$  выбираются обычно из других соображений, и мы их считаем заданными. Интервал  $t_2' - t_3$  равен времени двойного пробега волны по ДЛ.

Падающая и отраженная волна на входе ДЛ складываются, вызывая подъем напряжения. В момент  $t_3$  вентиль ДЛ закрывается. После нескольких отражений от концов и неоднородностей линии волны затухают, распределяя энергию равномерно между конденсаторами ячеек. Осциллограммы тока  $I_L$  и напряжения  $U_{c1}$  приведены на рис. 3 и 4.



Рис. 3. Осциллограмма тока индуктивного накопителя (в одной клетке: по оси абсцисс - 10 мс, по оси ординат - 20С А).

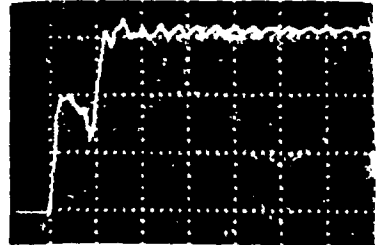


Рис. 4. Осциллограмма напряжения на входе ДЛ (в одной клетке: по оси абсцисс - 1 мс, по оси ординат - 1С кВ).

В момент  $t_4$  открывается  $T_3$ . Начинает формироваться импульс напряжения  $U_{RH}$  на нагрузке  $R_H$ . Одновременно перезарядается конденсатор  $C_T$  по цепи ДЛ,  $T_3$ ,  $L_i$  и становится готовым к следующему циклу работы.

Собранный по схеме рис. I модулятор содержит накопитель  $L$  с индуктивностью 25 мГн, конденсатор  $C_T$  емкостью 4,8 мкФ, формирующую линию с 24 ячейками,  $C_i = 0,4$  мкФ;  $L_i = 5,8$  мГн. Напряжение источника  $E_1$  равно 600 В, источника  $E_2$  - 12 кВ. Индуктивный накопитель представляет собой наборную конструкцию из 8 плоских катушек, соединенных последовательно. Внешний диаметр катушек



840 мм, внутренний – 280 мм. Катушки содержат по 35 витков, намотанных медной проволокой  $12,5 \times 2,5 \text{ мм}^2$ . Общая высота накопителя 330 мм.

В номинальном режиме работы модулятор обеспечивает следующие параметры:

импульсное напряжение на нагрузке	$U_{RH} = 35 \text{ кВ}$
импульсная мощность, отдаваемая в нагрузку	$P_u = 15 \text{ МВт}$
длительность импульса по основанию	$\tau = 400 \text{ мкс}$
частота повторения импульсов	$f = 10 \text{ Гц}$
средняя мощность, отдаваемая в нагрузку	$P_{cp} = 50 \text{ кВт}$

Наибольшие тепловыделения имели место в вентиле  $T_1$ , на каждом из его 32 тиристоров типа ТБ-143-320 рассеивалась средняя мощность, равная примерно 100 Вт. На тиристорах и диодах других вентилях рассеивалась на 1,5 – 2 порядка меньшая мощность.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гусев О.А. и др. Импульсные источники питания с комбинированными накопителями энергии. В сб.: Электрофизическая аппаратура. М., Атомиздат, 1976, вып. 14, с. 137.
2. Гаврилов И.М., Григорьев И.Н., Ермолович С.С. Частотный высоковольтный импульсный генератор с индуктивным накопителем энергии. ПТЭ, 1985, № 5, с. 99.

# АКУСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР

Ю.В.Капырин, В.И.Моисеев, В.В.Петренко  
Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

Акустические методы диагностики в технике ускорителей<sup>1/1</sup> привлекательны, как правило, тем обстоятельством, что физические процессы могут быть исследованы в номинальных режимах работы систем ускорителя при реальных условиях (вакуум, температурные распределения, уровни мощности). Рассматриваемый способ основан на регистрации акустического действия импульсного СВЧ-поля<sup>2/2</sup> и представляет собой, по сути дела, выявление электродинамических характеристик структуры резонансного обмена энергией между полем и интенсивным пучком.

Теоретические предположения метода можно пояснить исходя из следующих справедливых в приближении основной гармонки представлений о полях в структуре бегущей волны с плавной, адиабатически изменяющейся вдоль продольной оси  $z$  геометрией. Для описания взаимодействия структуры с ультрарелятивистским, хорошо сгруппированным пучком в стационарном режиме можно ввести зависящий от относительной средней скорости частиц в пучке комплексный параметр нагрузки током  $\mu(z, \beta_n)$ :

$$\mu(z, \beta_n) = \sqrt{E_n} E_r(I, z, \beta_n) / I E_r(P, z, \varphi_0) e^{-i\varphi_0} \quad (1)$$

Здесь  $E_n$  и  $E_r$  - комплексные амплитуды поля, возбуждаемого пучком, и, соответственно, СВЧ-поля внешнего генератора;  $\varphi_0$  - фаза влета точечных пучков пучка во внешнее поле на входе ускоряющей структуры  $z = 0$ ;  $P$  - СВЧ-мощность внешнего генератора, отдаваемая в структуру;  $I$  - ток пучка. Воспользовавшись известными представлениями полей  $E_n$  и  $E_r$ <sup>3/3</sup>, соотношение (1) можно переписать в виде

$$\mu(z, \beta_n) = \frac{e^{i\alpha}}{2} \int_0^z \sqrt{R_n(\xi)} \exp \left[ \int_0^\xi \alpha(v) dv \right] \exp \left[ ik \int_0^\xi \left( \frac{1}{\beta_n} - \frac{1}{\beta_\varphi(v, \omega)} \right) dv \right] d\xi, \quad (2)$$

где  $R_n(z) = 2\alpha R_w$  - последовательное сопротивление структуры;  $\alpha(z)$  и  $R_w(z)$  - затухание и шунтовое сопротивление структуры соответственно;  $k = \omega/c$  - волновое число;  $\beta_\varphi(z, \omega)$  - фазовая скорость основной волны при частоте  $\omega/2\pi$ . Непосредственному экспериментальному определению подлежат зависимости модуля  $|\mu(z, \beta_n)|$  и производной  $d \arg \mu / dz$  комплексного параметра нагрузки током от продольной координаты, из которых затем могут быть вычислены функции  $\left| \frac{d\mu(z, \beta_n)}{dz} \right|$  и  $\frac{d}{dz} \arg \frac{d\mu}{dz}$ . Таким образом, левые части следующих из (2) соотношений

$$\left| \frac{d\mu(z, \beta_n)}{dz} \right| = \frac{1}{2} \sqrt{R_n(z)} \exp \int_0^z \alpha(v) dv, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dz} \arg \frac{d\mu(z, \beta_n)}{dz} = k \left( \frac{1}{\beta_n} - \frac{1}{\beta_\varphi(z, \omega)} \right) \quad (4)$$

оказываются экспериментально определенными. Соотношение (3) в этом случае представляет собой экспериментально определенную связь между такими важными характеристиками неоднородной структуры, как затухание  $\alpha(z)$  и последовательное сопротивление  $R_n(z)$ , и для секции с малым затуханием определяет непосредственно последовательное сопротивление  $R_n(z)$  в различных сечениях структуры. Соотношение (4) характеризует отличие средней скорости частиц в пучках от фазовой скорости бегущей волны внешнего поля и в случае, когда для диагностики использован ультрарелятивистский пучок  $\beta_n \approx 1$ , однозначно определяет фазовую скорость в различных сечениях структуры с переменной геометрией.

Экспериментальное определение  $|\mu(z)|$  и  $\frac{d \arg \mu}{dz}$  основано на том факте<sup>2/2</sup>, что амплитуда акустического сигнала  $A$ , возбуждаемого в сечении  $z$  ускоряющей структуры, пропорциональна квадрату модуля амплитуды суммарного поля  $E_n + E_r$ :

$$A = A_0 \left[ 1 + \Gamma^2 |\mu|^2 / P + 2\Gamma |\mu| / \sqrt{P} \cos(\arg \mu(z) - \varphi_0) \right], \quad (5)$$

Здесь  $A_0$  - амплитуда акустического сигнала, возбуждаемого в данном сечении внешним полем в отсутствие пучка. Амплитуда  $A$  изменяется в зависимости от фазы влета  $\varphi_0$  по косинусоидальному закону и достигает минимального значения при  $\varphi_0 = \varphi_{0\min}(z)$ :

$$\varphi_{0\min}(z) = \arg \mu(z) - \pi + 2\pi n, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

С другой стороны,  $A = A_0$  при  $\varphi_0 = \varphi_{0c}(z)$ ,  $\Gamma |\mu(z)| / \sqrt{P} + 2 \cos(\arg \mu(z) - \varphi_{0c}(z))$ . (7)

Из соотношения (6) непосредственно следует

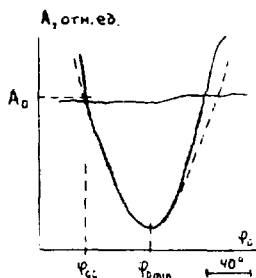
$$\frac{d \arg \mu}{d z} = \frac{d \varphi_{0\min}(z)}{d z}. \quad (8)$$

Сопоставляя (6) и (7), имеем

$$|\mu(z)| = \frac{2\sqrt{P}}{\Gamma} \cos(\varphi_{0c}(z) - \varphi_{0\min}(z)). \quad (9)$$

Соотношения (8,9) совместно с (3,4) являются ключевыми для определения электродинамических характеристик структур рассматриваемым методом.

Реализация измерений предполагает размещение с достаточно малым шагом вдоль структуры бегущей волны системы акустических датчиков. Производная  $\frac{d \arg \mu}{d z}$  (соотношение (8)) определяется приблизительно разностью фаз внешнего поля, при которых акустический сигнал (5) достигает минимальных значений в близлежащих сечениях структуры. Модуль параметра  $\mu$  (соотношение (9)) определяется в каждом конкретном сечении по экспериментально снятой зависимости отлицием фазы внешнего поля, при которой акустический сигнал с интенсивным пучком в структуре достигает минимума, от фазы, при которой этот сигнал сравнивается с уровнем в отсутствие пучка. В соотношении (9) ток пучка  $I$  и мощность  $P$  предполагаются заданными. Отметим важное, используемое при этом обстоятельство: изменения фаз влета ступок во внешнее поле, которые необходимо определять для практического применения соотношений (8,9), осуществляются соответствующими изменениями фазы внешнего поля и, следовательно, могут быть измерены по калиброванной шкале фазовращателя.



Экспериментальные зависимости акустического сигнала в сечении  $z = 1,5$  м регулярной ускоряющей секции ЛУС "Якел" представлены на рисунке. Горизонтальная линия соответствует уровню акустического сигнала, возбуждаемого полем внешнего генератора при выключенном пучке. Характерна особенность экспериментальной зависимости, снятой при наличии в секции интенсивного пучка, - левая ветвь кривой и область вблизи минимума с высокой точностью аппроксимируются, как это и следует из (5), отрезком косинусоиды, однако правая ветвь оказывается при этом существенно выше расчетной. Завышенный уровень

акустического сигнала свидетельствует о потере частиц в случае, когда ступки расположены в области положительных фаз внешнего поля, что соответствует другим, независимо полученным экспериментальным результатам.

В заключение следует отметить, что рассмотренный метод может быть составной частью оперативного управления ускорителем для систематического контроля оптимальности режимов ускорения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Капырин Ю.В., Моисеев В.И., Петренко В.В. Диагностика в физике и технике ускорителей на основе акустического эффекта заряженных частиц и излучений. В кн.: XIII Межд. конф. по уск. част. выс. энергий. - Новосибирск: Наука, 1987, т.2, с.338.
2. Капырин Ю.В., Моисеев В.И., Петренко В.В. Акустическое действие электромагнитного импульсного СВЧ-поля. - Атомная энергия, 1987, т.63, в.6, с.400.
3. Вальднер С.А., Шальнов А.Э., Диденко А.Е. Ускоряющие волноводы. - М.: Атомиздат, 1973.

# МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ УСКОРЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ЛУЭ 3-СМ ДИАПАЗОНА

И.С.Цедоин

Московский инженерно-физический институт

Целый ряд прикладных задач требует создания малогабаритного линейного ускорителя электронов с питанием от магнетрона. Наиболее перспективными следует считать 3- и 2-см диапазоны длин волн, в которых существуют магнетроны с мощностью от 0,5 до 1,0 МВт в импульсе. В ряде задач требуется достижение максимальной энергии, в других - максимального КПД, в третьих - максимальной дозы тормозного излучения. В каждом конкретном случае желательно выбрать параметры ускоряющей системы оптимальным образом. Иногда приходится просчитывать несколько вариантов и выбирать наиболее подходящий. Такая процедура достаточно утомительна и трудоемка. В данной работе предпринята попытка выработать процедуру определения основных параметров ускоряющей секции двухсекционного варианта ускоряющей системы типа круглого диафрагмированного волновода, работающего на бегущей волне /1/. Будем считать, что 20-25% мощности генератора поступает в группирующую секцию, а остальная часть мощности, 75-80%, в ускоряющую секцию. Рассмотрим выбор параметров ускоряющей секции, работающей на виде колебаний  $\theta = \pi/2$  и с  $\beta_{\text{ф}} = 1,0$ . Вид колебаний часто выбирают равным  $\theta = 2\pi/3$ , однако процедура существенно не изменится, меняются только коэффициенты в формулах.

Если нагрузки током нет, то нетрудно показать, что максимальная энергия достигается в волноводе бесконечной длины и зависит от параметра нагружения  $a/\lambda$  следующим образом:

$$W_0 = (a/\lambda - 0,03) \cdot \sqrt{\lambda P_0} / K. \quad (1)$$

Здесь  $W_0$  - энергия, МэВ;  $\lambda$  - длина волны генератора, м;  $P_0$  - мощность СВЧ-генератора, Вт;  $K$  - коэффициент качества внутренней поверхности ячеек КДВ. Если высота микронеровностей поверхности КДВ  $R_z$  меньше глубины скин-слоя  $\delta$ , то  $K = 1,3$ , если  $R_z$  сравнима с  $\delta$ , то  $K = 1,6+1,7$ , если  $R_z > \delta$ , то  $K = 2$ .

Коэффициент затухания для КДВ на виде колебаний  $\theta = \pi/2$  и  $\beta_{\text{ф}} = 1,0$  равен

$$\alpha = 5,6 \cdot K / [10^6 (a/\lambda - 0,03)(a/\lambda)^2 \lambda^{3/2}]. \quad (2)$$

Таким образом, при пренебрежимо малой нагрузке током энергия линейно зависит от параметра  $a/\lambda$  и при прочих равных условиях может изменяться в два раза для реальных КДВ. При этом 63% энергии электрон набирает на длине волновода, равной  $1/\alpha$ . Энергия обратно пропорциональна коэффициенту качества  $K$  внутренней поверхности КДВ.

Введем нагрузку током и свяжем ее с параметрами волновода феноменологически, используя данные о поперечных размерах пучка /2/. Будем полагать, что радиус пучка  $r_n$  следующим образом зависит от размера апертуры диафрагмы:

$$r_n = 1,5 \cdot (a/\lambda)^2 \cdot \lambda. \quad (3)$$

Это выражение получено по данным о пучках SLAC и XETM AN USSR /2/ в предположении линейной зависимости  $r_n/a$  от параметра  $a/\lambda$ .

Статистическая обработка параметров ускоренных пучков электронов в различных ускорителях на малые и средние энергии показывает, что наиболее вероятное

значение плотности электронов в ускоренном сгустке  $n_e = 10^{15} \text{ м}^{-3}$ . Полагая в дальнейшем, что протяженность сгустка не может быть более половины длины волны, а средняя плотность зарядов распределена в сгустках неравномерно и равна наиболее вероятному значению, деленному пополам, пользуясь выражением (3), получаем выражение для импульсного значения тока в ускоряющих секциях в зависимости от параметра нагружения КДВ  $a/\lambda$ :

$$I = 9 \cdot 10^4 \lambda^2 (a/\lambda)^4, \quad (4)$$

где  $I$  — импульсный ток, А.

Рассматривая далее задачу в приближении заданного движения сгустков без скольжения, находящихся на гребне ускоряющей волны, запишем известные соотношения:

$$dP/dz = -2\alpha P - IE/2, \quad (5)$$

где  $R_n$  — последовательное сопротивление, Ом/м<sup>2</sup>;  $P$  — мощность, Вт. Используя определение

$$P = E^2/2R_n, \quad (6)$$

$$dE/dz = -\alpha E - IR_n/2, \quad (7)$$

получим уравнение, решение которого равно

$$E = E_{нач} e^{-\alpha z} - IR_n(1 - e^{-\alpha z})/(2\alpha), \quad (8)$$

где  $E_{нач} = E_0 - E_{изл}$  (9)

Здесь  $E_{нач}$  — поле в начальном сечении КДВ на выходе трансформатора типа волны (ТТВ);  $E_0$  — поле от СВЧ-генератора;  $E_{изл}$  — поле излучения из ТТВ от ускоряемых сгустков тока. Полагая, что протяженность ТТВ вдоль оси  $z$  равна периоду стоянковой волны, и используя справочные данные, можно показать, что

$$E_{изл} = IR_n \lambda/2. \quad (10)$$

Используя (6), (9) и (10), получим

$$E = (E_0 - IR_n \lambda/2 + IR_n/2\alpha) e^{-\alpha z} - IR_n/2\alpha. \quad (11)$$

Энергия, полученная электронами в секции длиной  $z = \ell$ , в электронвольтах распределяется из следующего соотношения:

$$W = (E_0 - IR_n \lambda/2 + IR_n/2\alpha)(1 - e^{-\alpha \ell}) - IR_n \ell/2\alpha. \quad (12)$$

Заметим, что из справочных данных для  $\theta = \pi/2$  и  $\beta_{ф} = 1$ , последовательное сопротивление  $R_n$  с погрешностью около 5% определяется из выражения

$$R_n = (5,68) [\lambda^2 (a/\lambda)^4]. \quad (13)$$

Из соотношений (11) и (10) следует, что максимальная энергия для заданного ускоренного тока  $I$  равна

$$W_{макс} = W_0 - IR_n(\lambda + \ell)/2\alpha, \quad (14)$$

а длина секции, на которой энергия достигает максимального значения, определяется из формулы

$$\ell = (1/\alpha) \ln \left[ (E_0 - IR_n \lambda/2 + IR_n/2\alpha) 2\alpha / (IR_n) \right]. \quad (15)$$

В выражение (14) входят величины  $W_0$ ,  $I$ ,  $R_n$ ,  $\alpha$  и  $\ell$ , которые с помощью соотношений (11), (12), (13) и (15) могут быть выражены через параметр нагружения КДВ  $a/\lambda$ . Это позволяет проводить выбор ускоряющей секции и ее параметров в зависимости от мощности СВЧ-питания, технологии изготовления впадок КДВ и других факторов.

Результаты расчетов энергии ускоренных электронов для ускоряющей секции 3-см диапазона для различных  $a/\lambda$  при  $P_0 = 400$  кВт,  $\lambda = 0,32$  м и  $K = 2$  приведены на рис. 1. Максимальная энергия около 4,3 МэВ достигается при  $a/\lambda = 0,14$  на длине около 2 м при импульсном токе пучка 35 мА. Графики показывают также, что 80% энергии электроны получают на вдвое меньшей длине секции.

Аналогичные расчеты проделаны для других значений  $\alpha/\lambda$ . Результаты приведены на рис. 2, где также рассчитаны значения длины ускоряющей секции, КЭД и мощность дозы тормозного излучения. Из полученных зависимостей видно, что длина ускоряющей секции изменится от  $10\lambda$  до  $40\lambda$  при изменении от 0,08 до 0,20. Ток при этом изменяется от 5,5 мА в импульсе до 95 мА. Максимум дозы тормозного излучения около  $1,5 \text{ Гр}\cdot\text{м}^2/\text{мин}$  от мишени из тентала или вольфрама может быть получен на секции с  $\alpha/\lambda = 0,18$  и длиной 135 см.

Следует отметить, что данная методика определения параметров ускоряющей системы носит приближенный характер. Это обусловлено множеством факторов. Например, объемная плотность заряда в значительной степени зависит от катода и системы транспортировки пучка, и в каждом конкретном случае должна быть внесена поправка. Коэффициент качества внутренней поверхности КЭВ может изменяться не только в процессе изготовления волновода, но и в процессе его эксплуатации.

Отметим также, что приведенная методика справедлива для вида колебаний  $\theta = \pi/2$ . На практике часто использует вид колебаний  $\theta = 2\pi/3$ . Однако формулы, аналогичные приведенным, могут быть составлены для случая  $\theta = 2\pi/3$  и применена аналогичная методика расчета.

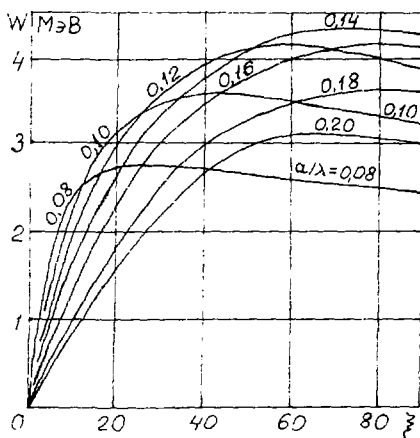


Рис. 1. Зависимость  $W$  от  $\xi$  при  $\alpha/\lambda = \text{const.}$

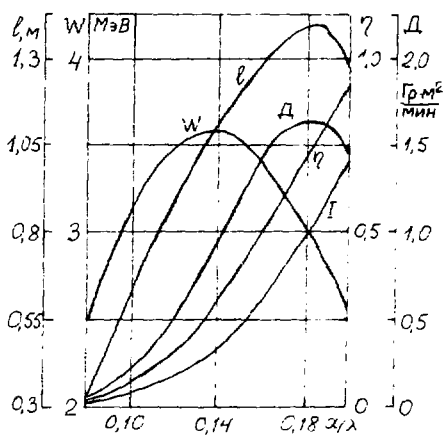


Рис. 2. Зависимость  $W$ ,  $I$ ,  $\eta$ ,  $D$  и  $l$  от  $\alpha/\lambda$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Гезин И.И., Поляков В.А. Ускоряющая система на основе КЭВ на энергии 3,5 МэВ для микросекундной установки. — В кн.: Ускорители заряженных частиц. 4.: Энергоатомиздат, 1982, с. 14–17.
2. Поляков В.А. Плотность электронов в пучках, ускоренных в линейных ускорителях. — В кн.: Ускорители заряженных частиц. 11.: Энергоатомиздат, 1980, с. 96–112.

## РАСЧЕТ АКСИАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫХ МОД В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ СО СЛОЖНОЙ ФОРМОЙ ЯЧЕЙКИ

С.Н.Богданова, М.С.Касчиев, В.Н.Мамонов, Ю.Л.Обухов, К.А.Решетникова  
Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В связи с поисками путей повышения темпа ускорения заряженных частиц и появлением схем двухлучкового ускорения [1,2] возрос интерес к диафрагмированным волноводам, позволяющим на высоких частотах ( $\sim 30$  ГГц) получать большие градиенты поля ( $\sim 0,5$  ГэВ/м).

Поскольку с уменьшением длины волны уменьшаются и геометрические размеры структуры, то изготовление такого волновода является сложной технической задачей. Поэтому для выбора оптимальной формы волновода, обеспечивающей требуемые радиотехнические параметры, широко используют методы численного моделирования, см., например, [3,4,5].

В работе [6] с помощью пакета программ *MULTIMODE* были получены все необходимые параметры диафрагмированного волновода для азимутально-симметричных волн как для прямых, так и для закругленных краев диафрагм.

Помимо данных по основной моде при работе на высоких частотах необходимые характеристики и аксиально-несимметричных мод, т.к. именно их возбуждение в волноводе приводит к развитию когерентной поперечной неустойчивости пучка и обрыву токового импульса. Причем величина предельного тока пучка пропорциональна квадрату длины ускоряющего поля [7].

В данной работе вычисляются частоты нижних колос пропускания азимутально-несимметричных мод рассматриваемых волноводов; определяются амплитуды, фазовые скорости и различных пространственных гармоник. Расчеты выполнены при помощи пакета программ *MULTIMODE*. Для прямоугольного сечения ячейки использовалась также программа *ALF*, основанная на методе частичных областей.

Были приняты следующие значения геометрических параметров волновода [6]: малый радиус волновода  $a = 0,0795$  см, большой радиус волновода  $b = 0,3377$  см, расстояние между дисками  $d = 0,2691$  см, период структуры  $\tau = 0,3377$  см. Для волновода с закругленными краями диафрагм радиус закругления равен половине толщины диска. Напомним, что для основной гармоники  $E_{110}$  фазовая скорость ( $v = \beta c$ ) связана с частотой  $f$  и сдвигом фазы на период  $\theta$  следующим соотношением:  $\frac{\beta^2 c^2}{\tau} = \theta$ .

Для волновода с прямыми краями дисков фазовая скорость  $\beta = 1$  при  $\theta = 139,2300$  для  $f = 34,3725$  ГГц ( $\lambda = 0,8720$  см). При этом среднее поле на оси достигает  $3 \cdot 10^5$  В/м при мощности генератора 6,88 МВт. Для закругленных краев диафрагм  $\beta = 1$  при  $\theta = 139,7050$  и  $f = 34,3725$  ГГц ( $\lambda = 0,8667$  см). То же значение средней напряженности поля достигается при 9,5 Мвт. Шунт - импеданс ( $R_{sh} = \frac{U^2}{P}$ ) соответственно будет 141,4 Ом/м и 135,1 Ом/м, здесь  $U$  - напряжение на оси,  $P$  - мощность в плоскостях проводящих плоскостях. Максимум магнитного поля равен  $6,44 \cdot 10^5$  А/м. фазовые скорости первых четырех пространственных гармоник для  $f = 34,3725$  ГГц равны:  $\beta_1 = 1$ ,  $\beta_2 = 0,2789$ ,  $\beta_3 = 0,1620$ ,  $\beta_4 = 0,1142$ .

При расчете аксиально-несимметричных мод вышеуказанные геометрические параметры были взяты за основу. Пакет программ *MULTIMODE* позволяет вычислить не только частоты полос пропускания диафрагмированного волновода, но и найти ряд вторичных характеристик, например потери мощности, добротность и т.д.

В таблицах 1 и 2 представлены наименьшие частоты первых трех полос пропускания для числа вариаций по азимуту  $m = 1$  и  $m = 2$ . Кроме того, приведены следующие величины:  $\lambda$  - длина волны,  $R_s(\Omega m)$  - поверхностное сопротивление,  $P_{(B_T)}$  - мощность потерь в проводящих плоскостях,  $Q = \omega \frac{W}{P}$  - добротность ( $W$  - запасенная энергия),  $Q_n = \frac{Q}{\lambda} (\text{см}^{-1/2})$  - нормированная добротность.

Таблица 1

$m = 1$

$f$ (Гц)	55,8354	102,2938	106,8857
$\lambda$ (см)	0,5369	0,2931	0,2805
$R_s$ (Ом)	$6,31 \cdot 10^{-2}$	$8,54 \cdot 10^{-2}$	$8,7291 \cdot 10^{-2}$
$P$ (Вт)	$5,554 \cdot 10^4$	$7,480 \cdot 10^4$	$8,9536 \cdot 10^4$
$Q$	$6,317 \cdot 10^3$	$8,593 \cdot 10^3$	$7,4806 \cdot 10^4$
$Q_n$ (см $^{-1/2}$ )	$8,621 \cdot 10^4$	$1,587 \cdot 10^5$	$1,4163 \cdot 10^5$

Таблица 2

$m = 2$

$f$ (Гц)	72,8746	112,3198	120,1868
$\lambda$ (см)	0,4114	0,2669	0,2494
$R_s$ (Ом)	$7,21 \cdot 10^{-2}$	$8,95 \cdot 10^{-2}$	$9,26 \cdot 10^{-2}$
$P$ (Вт)	$7,065 \cdot 10^4$	$1,216 \cdot 10^5$	$8,803 \cdot 10^4$
$Q$	$6,481 \cdot 10^3$	$5,803 \cdot 10^3$	$6,576 \cdot 10^3$
$Q_n$ (см $^{-1/2}$ )	$1,010 \cdot 10^5$	$1,123 \cdot 10^5$	$1,716 \cdot 10^5$

Как видно из таблиц 1 и 2, частоты аксиально-несимметричных мод лежат значительно выше основной частоты.

Сравнение с данными расчета по программе *ALC* для  $m = 2$  показало совпадение результатов с точностью  $\sim 0,6\%$ .

Для расчета движения частиц под действием аксиально-несимметричных полей существенное значение имеют характеристики пространственных гармоник в первой полосе пропускания.

В таблице 3 показаны для  $m = 1$  и  $f = 55,8354$  ГГц фазовые скорости ( $\beta_n$ ) семи гармоник, их продольные волновые числа  $h_n = \frac{2\pi f}{\beta_n}$ , экстремальные значения компоненты  $H_z(A \cdot \text{см}^{-1})$ , шунт-импеданс.

Как видно из таблицы 3, фазовые скорости, амплитуды и  $R_{sh}$  пространственных гармоник для моды с вариацией по азимуту  $m = 1$  резко уменьшаются с номером  $n$ , т.е. прослеживается та же закономерность, что и для  $m = 0$ . Однако амплитуда поперечной компоненты магнитного поля для  $n = 0$  довольно значительна. Поэтому возможно её влияние на азимутальное движение релятивистского пучка.



Таблица 3

$n$	0	1	2	3	4	5
$\beta_n$	0,63	0,31	0,21	0,16	0,13	0,105
$h_n$	18,6	37,3	55,9	74,5	93,1	111,8
$H_n \cdot A/\mu$	$1,2 \cdot 10^5$	$-2,8 \cdot 10^4$	$54,5 \cdot 10^3$	$-7,1 \cdot 10^2$	-75,8	46,4
$R_n \left( \frac{MOM}{n} \right)$	54,0	28,4	2,7	0,08	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$8,3 \cdot 10^{-4}$

Таким образом, изучение аксиально-несимметричных мод в диафрагмированном волноводе показало, что их частоты лежат значительно выше основной частоты, фазовые скорости меньше скорости основной гармоники. Амплитуды поперечных полей, появляющихся из-за несимметрии, не являются малыми. Поэтому взаимодействие электронного пучка с аксиально-несимметричными волнами на основе черенковского механизма может быть значительным.

## Л и т е р а т у р а

1. Hopkins D.B., Sessler A.M., Wurtele J.S. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, 228, p.15.
2. Hopkins D.B., Kuening R.W. - IEEE Trans. on Nucl. Science, v.NS-32, No 5, 1985, p.3416.
3. Bell M., Dome G. CERN Preprint 73-101, 1973.
4. Анисеева В.А. и др. Препринт ИФВЭ, 84 - 92, Серпухов, 1984.
5. Луцев В.В. и др. Труды IX Всесоюз. сов. по ускорит. заряд. частиц. ОЛН, Дубна, 1985, с.137.
6. Касчиев М.С. и др. Сообщение ОИЯИ P9-87-268, Дубна, 1987.
7. Kelliner K.G., Beadie R. Nature, 187, N 4473, 1099(1960); Wilson P.V. HELF-297, Rept (1969), Stanford University.

К ВОПРОСУ О ПОЛУЧЕНИИ УСКОРЕННОГО МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПУЧКА ИОНОВ В  
 ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПРЕДУСКОРИТЕЛЕ

А.И.Говоров, В.А.Попов, К.А.Решетникова, М.С.Хвастунов

Объединенный институт ядерных исследований, дубна

В работе представлены результаты расчета динамики пучка в одном из вариантов высокочастотного предускорителя ионов, разрабатываемого для инжекционного комплекса Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. В состав предускорителя включены простые и надежные в изготовлении элементы, обычно используемые в ускорительной технике. В режим ускорения внесены небольшие изменения (в сравнении с традиционной процедурой).

На представленном рисунке показана схема предускорителя: 1 - ионный источник; 2 - высоковольтный стабилизированный (0,1%) регулируемый выпрямитель на напряжение до 200 кВ; А - клистронный каскадный группирователь ионов; В - собственно ускоритель; 3 и 4 - две пары группирующих зазоров; 5, 6, 7 и 8 - четыре пары ускоряющих зазоров; высоковольтные электроды имеют форму дисков с пролетными отверстиями; трубки дрейфа с элементами, фокусирующими пучок по радиусу, заземлены. В группирующей (А) и ускоряющей (В) частях предускорителя использованы четвертьволновые резонаторы.

Углы пролета в группирующих и ускоряющих зазорах выбраны равными  $\pi$  ( $\pi$  - режим ускорения). Этот режим имеет преимущества перед обычно используемым, когда углы пролета равны  $\pi/2$  ( $\pi/2$  - режим ускорения). Сравнение режимов ускорения проводилось в условиях, когда напряженности ускоряющих полей в зазорах были равными, а длины этих зазоров были одинаковыми (при равных мощностях ВЧ-потери в резонаторах). При одинаковых длинах ускоряющих зазоров рабочая частота  $f_{\pi}$  ускорителя, работающего в  $\pi$  - режиме, в два раза выше частоты  $f_{\pi/2}$  ускорителя в  $\pi/2$  - режиме. Это положительное качество  $\pi$  - режима особенно ценно в начальной части ионного ускорителя при низкой энергии инжекции, когда скорость ионов в ускорителе быстро растет и появляется необходимость в переходе на повышенную кратную частоту ускорения. Если начинать ускорение в  $\pi$  - , а заканчивать в  $\pi/2$  - режиме \*, то на одной частоте  $f_{\pi}$  можно ускорять ионы до больших энергий, чем в случае, когда ускорение ионов проводилось бы в  $\pi/2$  - режиме (также на одной частоте  $f_{\pi/2}$ ;  $f_{\pi/2} = \frac{1}{2} f_{\pi}$ ).

В простейшей реализации  $\pi$  - режима ускорения (в течение одного периода  $T_c$  ВЧ-напряжения производится ускорение, а в течение следующего периода  $T_c$  ионы дрейфуют в пролетной трубке) уступает (примерно на 30%)  $\pi/2$  - режиму в эффективности ускорения (в котором четверть периода  $T_c/4$  ВЧ-напряжения, в которую ионы ускоряются, чередуются с четвертью  $T_c/4$ , когда ионы дрейфуют в трубках). Однако в отличие от  $\pi/2$  - режима, в котором отношение времени ускорения к времени дрейфа не превышает  $\sim 1$ ,  $\pi$  - режим допускает свободу в выборе этого отношения, возможность увеличения относительной доли времени ускорения, что приводит к повышению эффективности ускорения. Так, в условиях  $(\lambda T_c \sim T_c)$  - реализации  $\pi$  - режима (когда в течение двух периодов ВЧ-напряжения производится ускорение, а за следующий период - дрейф) эффективности ускорения обоих режимов сравниваются; а при более редком размещении трубок дрейфа эффективность  $\pi$  - режима становится более высокой, чем в  $\pi/2$  - режиме. Длина трубок

\* Оба режима могут быть реализованы в одном длинном  $(n \cdot \frac{\lambda}{2})$  - резонаторе,  $n = 1, 2, \dots$ ; начальная часть в  $\pi$  - , а оконечная в  $\pi/2$  - режиме.

дрейфа в  $\pi$ -режиме в два раза больше, а их количество в два раза меньше, чем в  $\pi/2$ -режиме (при  $f_{\pi} = 2 f_{\pi/2}$ ).

В данной работе радиальное движение ионов в процессе ускорения детально не рассматривалось. Радиальная устойчивость пучка может быть обеспечена фокусирующими квадрупольями (электростатическими или магнитными), для размещения которых предусмотрены довольно длинные трубки дрейфа (см. табл. 2). Рассеивающее действие на пучок ускоряющего поля в первых пролетных отверстиях может быть снижено известным способом – перекрытием этих отверстий сетками с высокой геометрической прозрачностью.

Расчет динамики пучка (продольное движение) производился в одночастичном приближении, ускоряющее поле в зазоре считалось независимым от продольной координаты и радиуса [1]. Данный вариант предускорителя рассчитывался на высокозарядные ионы ( $q/A > 0,3$ ) от слаботочных источников ( $\leq 1$  мА); в этих условиях эффектами кулоновского расталкивания в пучках можно пренебречь. Зависимость реального поля в зазоре от продольной координаты [2], как было выяснено, не изменяет величину импульсного разброса ускоренного пучка. А зависимость ускоряющей компоненты поля от радиуса приводит к некоторому импульсному разбросу ионов, величина которого существенно (в 5–6 раз) меньше разброса в импульсах ионов, обусловленного разными фазами входа ионов в зазор. Эффективность захвата выбрана равной 50%. Половина первичного однородного по фазе пучка разбивалась на 13 точек: от  $\psi_0 = 0^\circ$  до  $\psi_0 = 180^\circ$  с шагом  $15^\circ$ .

Прослеживалась судьба этих 13-ти ионов во всех группирующих и ускоряющих зазорах, во всех трубках дрейфа. В таблице 1 приведены основные параметры высокочастотного предускорителя.

Табл. 1. Основные параметры ВЧ-предускорителя

Ускоряемые ионы: $q$ (заряд)/ $A$ (массовое число)	$\geq 0,3$
Рабочая частота, МГц	37,5
Эффективность захвата, %	50
Энергия инжекции ионов, кэВ/А	91
Максимальная энергия ионов, МэВ/А	1,5 <sup>*</sup>
Максимальный импульсный разброс пучка, %	0,1
Напряженность поля в зазоре, кВ/см	$\leq 20$ (*)
Амплитуда ускоряющего напряжения, МВ	1,6 (*)
Эффективное ускоряющее напряжение, МВ	5,1 (*)
Число ускоряющих зазоров	13
Длина (группирователь + ускоритель), м	11,5
Диаметр ускорителя, м	$\leq 1$
Импульсная мощность ВЧ-потери, МВт	1,1 (*)

Использовался клистронный двухкаскадный одночастотный группирователь ионов. Длины группирующих зазоров равны: 4,0 см и 1,8 см в 1-м и 2-м каскадах, амплитуды группирующих напряжений в каскадах: 2,5 кВ и 8,1 кВ при ускоряющем напряжении стабилизированного выпрямителя 20 кВ (для ионов с  $q/A = 0,3$ ); базы группировки в каскадах: 1,11 м и 0,42 м. Зазоры протяженность конного пучка на входе группирователя равна  $100^\circ$ , а на выходе –  $1^\circ$ . При упрощенном расчете группирователя, когда для всех ионов слетка принимаются одно и то же значение угла пролета в группирующих зазорах (в нашем случае –  $\pi$ ), минимальная (азовая) протяженность стабилизированного слетка рав-

\* ) для ионов с  $q/A = 0,3$ .

на  $22^\circ$ . Максимальный импульсный разброс пучка, вносимый группирователем, равен 3,73 %.

В таблице 2 приведены основные параметры пучка ускоряемых ионов:  $N$  – номер ускоряющего зазора (1 т.д., 2 т.д. и 3 т.д. – трубки дрейфа);  $\langle \beta \rangle$  – средняя относительная скорость ионов на выходе из зазора;  $\Delta \beta / \beta$  – максимальный разброс скоростей ионов на выходе из зазора;  $\Delta \psi$  – фазовая протяженность сгустка на выходе из зазора;  $l$  – длина ускоряющего зазора (трубок дрейфа);  $U_m$  – амплитуда ускоряющего напряжения в зазоре;  $E_m$  – амплитуда ускоряющего поля в зазоре.

Табл. 2. Основные параметры ускоряемого пучка

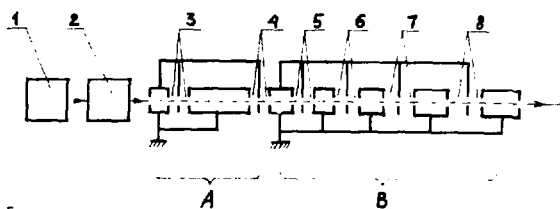
$N$	1	2	1 т.д.	3	4	2 т.д.	5	6	3 т.д.	7	8
$\langle \beta \rangle, \%$	1.70	2.10		2.78	3.30		4.03	4.60		5.25	5.83
$\frac{\Delta \beta}{\beta}, \%$	2.16	1.73		0.35	0.61		0.42	0.42		0.10	0.10
$\Delta \psi$	$11.5^\circ$	$10.3^\circ$	$15.7^\circ$	$13.5^\circ$	$11.8^\circ$	$12.6^\circ$	$10.7^\circ$	$9.2^\circ$	$9.6^\circ$	$8.4^\circ$	$7.5^\circ$
$l, \text{см}$	5.6	7.6	16.6	9.6	12.1	26.4	14.6	17.2	36.8	19.8	22.2
$U_m, \text{кВ}$	100	100	795	795		1290	1190		1600	1600	
$E_m, \frac{\text{кВ}}{\text{см}}$	72	53		82	66		88	75		81	73

Максимальный импульсный разброс пучка на выходе ускорителя составляет  $\sim 0,4\%$  (полная ширина импульсного спектра с учетом импульсного разброса группирователя) и примерно на порядок меньше, чем в описанных в литературе предускорителях на таких энергиях. Основными факторами, обеспечивающими высокую монохроматичность пучка, являются малая фазовая протяженность  $\Delta \psi$  сгустка на входе в ускоритель ( $\sim 12^\circ$ ) и малая величина импульсного разброса, вносимого группирователем (3,73 %).

Величина  $\Delta \psi$  фазовой протяженности сгустка культивирует в процессе ускорения: в ускоряющих зазорах уменьшается, а в трубках дрейфа растет.

Напряженность ускоряющего поля в зазорах можно повысить в  $K = (1,5 - 3)$  раза (при хорошем качестве вакуума в резонаторе), например, увеличив рабочую частоту ускорителя в  $K$  раз и сохранив при этом неизменной амплитуду ускоряющего напряжения.

Таким образом, применяя известный способ (группируя пучок ионов в последовательность коротких сгустков и не внося при этом в сгустки большого разброса по скоростям ионов), возможно получение (при ускорении сгустков в однорезонаторном ускорителе с малым числом ускоряющих зазоров) ускоренных пучков ионов с повышенной моноэнергетичностью. Применение  $\mathcal{L}$ -режима в ускорителе дает возможность повысить его рабочую частоту.



Литература

1. А.Г.Власов. Теория линейных ускорителей. Атомиздат, М., 1965.
2. Л.В.Каретников, И.И.Слишков, В.А.Гелляков, А.Н.Федотов, Б.К.Шембель. Линейные ускорители ионов. Госатомиздат, М., 1962.

## УСКОРЯЮЩАЯ СИСТЕМА СИНХРОТРОНА Б-4

И.И.Авербух, М.М.Карлинер, В.В.Петров, Ю.Ф.Токарев,  
А.В.Филипченко, В.Г.Ческидов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В работе рассмотрена новая ускоряющая система синхротрона Б-4 /1/.

Ее разработка связано с необходимостью увеличения скорости накопления частиц в боковом накопителе ВЭП-3. С этой целью предполагалось в синхротроне Б-4 повысить ускорение на основную частоту обращения вместо второй гармоники, что было ранее, и увеличить число ускорительных циклов.

Основные параметры ускоряющей системы приведены в таблице.

Таблица

Ускоряющее напряжение, кВ	Частота, МГц	Число циклов в секунду
25	37,42	2

Ускоряющая система представляет собой четыре резонаторные секции, электрически соединенные в две группы. Группы установлены навстречу друг другу и питаются противофазными высокочастотными напряжениями. Конструктивная схема ускоряющей системы приведена на рис.1.

Каждая секция представляет собой коаксиальную четвертьволновую линию, содержащую индуктивную часть с ферритовыми сердечниками и емкость, которая образует ускоряющий промежуток. Таким образом, ускоряющая система имеет четыре ускоряющих промежутка, что позволяет получать высокое ускоряющее напряжение при сравнительно низких напряжениях на элементах устройства. Резонаторные секции заполнены кольцевыми ферритовыми сердечниками из материала 60НН с размерами 250x180x32 мм. Высокочастотная индукция в ферритах при максимальном ускоряющем напряжении - 0,025 Т. Средняя мощность, выделяющаяся в каждой секции, 150+200 Вт. Добротность ферритов в указанном режиме - 50.

Температурный режим ферритов обеспечивается системой водяного охлаждения. С этой целью ферритовые сердечники, предварительно обработанные до определенных размеров по внутреннему и наружному радиусам, устанавливаются в секции со строго выдержанными зазорами не более 0,5 мм между корпусом и ферритами. Зазоры заполняются теплопроводным клеем "Эластосил". К наружным поверхностям секций припаяны медные трубки, которые подсоединяются к системе водяного охлаждения.

Частотная настройка ускоряющих секций осуществляется с помощью внешнего электромагнитного подмагничивающего устройства (рис.2). Как известно, в таких системах часть подмагничивающего потока проникает в канал синхротрона и может исказить орбиту. Для уменьшения влияния проникающего потока ускоряющую систему выполняют, по крайней мере, из двух резонаторов (в нашем случае из двух одинаковых групп), у которых ферриты подмагничиваются равными и противоположно направленными полями. В рассматриваемой ускоряющей системе это достигается с помощью общего электромагнита, перестраивающего обе группы секций. Направление подмагничивающего потока указано стрелками на рис.2.

Питание ускоряющей системы осуществляется от трехкаскадного резонансного усилителя мощности.

Блок-схема усилителя мощности приведена на рис.3. Высокочастотный сигнал от стабилизированного генератора подается на вход усилителя с регулируемым коэффициентом усиления. Далее это напряжение передается по согласованному кабелю на вход трехкаскадного резонансного усилителя мощности, расположенного на ускорителе в непосредственной близости от ускоряющей системы.

Поддержание амплитуды и закона изменения ускоряющего напряжения обеспечивается системой автоматического регулирования усиления, которая, кроме резонансного усилителя, включает в себя суммирующий трансформатор, амплитудный детектор и усилитель сигнала ошибки. Усилитель сигнала ошибки управляет схемой с регулируемым коэффициентом усиления в соответствии с требуемым законом изменения ускоряющего напряжения.

Для стабилизации частотной настройки резонаторных секций оконечные каскады охвачены системой фазовой автоматической настройки частоты, которая включает в себя фазовый детектор, усилитель подмагничивания и подмагничивающий электромагнит.

Выравнивание частот резонаторных групп производится с помощью полуволнового коаксиального кабеля, настроенного на рабочую частоту и подключенного параллельно обеим резонаторным группам. Такая связь позволяет настраивать обе резонаторные группы одним подмагничивающим устройством.

Конструктивно ускоряющая система и усилитель мощности выполнены в виде единого узла, что существенно упростило ее конструкцию.

#### Литература

1. А.М.Авербух, М.В.Гельцель, Г.Б.Глаголев и др. Синхротрон Б-4 - инжектор для позитрон-электронного накопителя ВЭПП-3. Препринт ИФЭ № 21-71. Новосибирск, 1971.

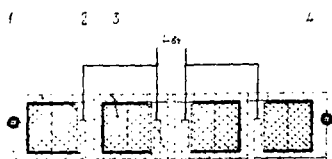


Рис.1. Конструктивная схема ускоряющей системы. 1 - резонаторная секция, 2 - ферриты, 3 - ускоряющий зазор, 4 - "эластосил", 5 - охлаждающая трубка.

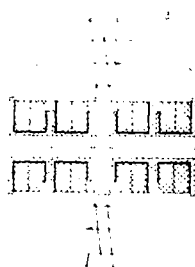


Рис.2. Электромагнитная подмагничивающая система. I - ускоряющий резонатор, II - электромагнит, 3 - обмотка подмагничивания.

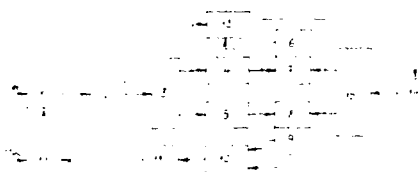


Рис.3. Блок-схема усилителя мощности. I - усилитель с регулируемым коэффициентом усиления, 2,3 - первый и второй резонансные каскады усилителя мощности, 4,5 - оконечные каскады усилителя мощности, 6,7,8,9 - резонаторные секции, 10 - суммирующий трансформатор, 11 - амплитудный детектор, 12 - усилитель сигнала ошибки, 13 - фазовый детектор, 14 - усилитель подмагничивания, 15 - подмагничивающий электромагнит.

## РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И ВЫБОР УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ-РАСТЯЖИТЕЛЯ НР

А.Г.Дайковский, Л.Т.Закамская, А.Д.Рябов  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

И.М.Карнауков, Ю.П.Попков, Ю.Н.Трушкин  
Харьковский физико-технический институт АН УССР

В ХФТИ АН УССР разработан проект реконструкции линейного ускорителя электронов, предусматривающий сооружение накопителя-растяжителя (НР) [1]. Компенсация потерь энергии электронов на синхротронное излучение и диссипативных потерь в стенках вакуумной камеры будет осуществляться с помощью высокочастотной системы, работающей на частоте 699,3 МГц. При выборе ускоряющей системы необходимо учитывать следующие особенности:

1. Ускоряющие резонаторы должны размещаться в 6-ти прямолинейных промежутках длиной 1,0 м. Резонаторная система, расположенная на каждом из этих участков, должна обеспечивать ускоряющее напряжение 0,5 МВ.

2. Шунтовое сопротивление на основном (рабочем) типе колебаний не является критическим параметром при выборе структуры, поскольку ускоряющие резонаторы будут работать в режиме большой токовой нагрузки.

3. Ускоряющая структура НР должна иметь минимальное число нерабочих типов колебаний в области частот ниже частоты отсечки вакуумной камеры ( $f_{отс} = 2294$  МГц); ввиду связи для этих типов колебаний должны быть минимальны.

4. Ускоряющая система НР должна быть по возможности малочувствительной к эффектам нестационарной нагрузки пучком.

В результате предварительного анализа нами выбрана ускоряющая секция на стоячей волне, состоящая из 5 полуволновых резонаторов. Настоящая работа посвящена исследованию электродинамических характеристик нескольких типов ускоряющих структур и выбору оптимального варианта структуры для НР. Расчеты выполнены с помощью программ **PRUD-0** и **PRUD** [2,3].

Рассматривались следующие виды структур на стоячей волне:

- структура с цилиндрической ячейкой (структура А);
- структура с ячейкой оптимизированной формы (структура В);
- бипериодическая структура (ПЭС) с ячейкой связи на оси.

Профили рассматриваемых ячеек ( $l/2$  периода структуры) приведены на рис. 1. При выборе параметров ускоряющих структур учитывались следующие конструктивные ограничения:

- $a = 500$  мм (из соображений динамики пучка в НР);
- $l = 110-120$  мм (из соображений обеспечения жесткости конструкции и эффективного теплоотвода).

В процессе расчета изучалось влияние формы периферической части ячейки в структурах А и ПЭС на их электродинамические характеристики. Расчеты показали, что при изменении угла  $\theta_2$  в пределах  $35-55^\circ$ , а также при замене плоского скоса на сферическую поверхность шунтовые сопротивления на основном и высших типах колебаний меняются не более, чем на 0,5%, а собственные частоты высших типов колебаний смещаются менее чем на 50 кГц.

Геометрические размеры рассматриваемых структур, полученные с помощью программ **PRUD-0**, приведены в таблице 1.

Таблица I

Параметры	тип структуры		
	А	Б	БПС
Длина ячейки, $2\ell$ , мм	214,5	214,5	214,5
Радиус апертуры, $a$ , мм	50	50	50
Внутренний радиус ускор. ячейки, $R_a$ , мм	167,91	157,58	170,14
Радиус ячейки связи, $R_c$ , мм	-	-	180,97
Длина ускоряющего зазора, $2g$ , мм	196,50	147,24	166,50
Толщина диафрагмы, $t$ , мм	18	20	18
Радиус скругления диафрагмы (носика), $r_0$ , мм	9	3	9
Угол скоса носика $\theta_1$ , град	-	60	-
Угол скоса диафрагмы, $\theta_2$ , град	-	35	35
Радиус скоса на стенке диафрагмы, $R_1$ , мм	-	140,08	152,64
Пролетный фактор, Т	0,748	0,768	0,762
Эффективное шунтовое сопротивление, $ZT^2$ , МОм/м	24,4	29,1	26,3
Добротность, $Q$	36400	33600	36200
Коэффициент связи между ячейками, $k_{св}$ , %	1,45	0,24	1,33

В таблице также приведены характеристики структур на основной моде  $E_{010}$  для рабочего вида колебаний  $\Phi = \mathcal{P}$  ( $\Phi$  - сдвиг фазы колебаний на периоде структуры).

Как и следовало ожидать, структура Б обладает максимальным шунтовым сопротивлением  $ZT^2$  и минимальным коэффициентом связи между ячейками  $k_{св}$ . Однако более существенными параметрами, определяющими пороги многосуступковых неустойчивостей, являются характеристики нерабочих монополюсных и дипольных типов колебаний с  $f < f_{отс}$ . Расчеты и эксперименты показывают [4], что наиболее опасными являются монополюсная  $E_{011}$  мода и дипольные моды  $EH_{110}$  и  $EH_{111}$ .

Взаимодействие пучка с собственными модами резонатора описывается продольными  $R_{||}$  и поперечными  $R_{\perp}$  сопротивлениями связи и добротностями  $Q$ . Для осесимметричных мод, не имеющих поперечных составляющих поля на оси, рассматривают величину [5]

$$R_{||}/Q = \frac{\int_V |E_z(r, \varphi, z=ct)|^2 e^{i\omega t} c dt}{\omega \int_V |E_z(r, \varphi, z)|^2 dV} \quad (1)$$

где  $\omega = 2\pi f$  - циклическая частота соответствующей моды. Величина, определяемая соотношением (1), не зависит от выбора координат  $r, \varphi$  и совпадает с определением геометрического шунтового сопротивления резонатора.

Для дипольных мод (с одной вариацией по  $\varphi$ ) основную роль играет поперечное взаимодействие, которое можно характеризовать величиной [5]

$$R_{\perp}/Q = R_{||}/Q \cdot (1/kr_1)^2 \quad (2)$$

(где  $k = \omega/c$  - волновое число).

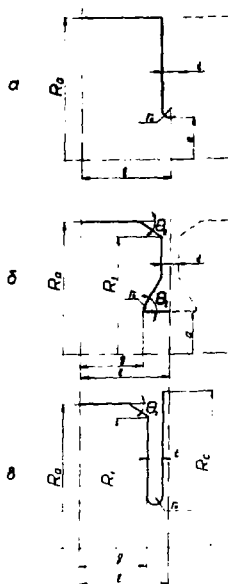


Рис. 1. Профили ячеек рассматриваемых структур: а) цилиндрическая ячейка (А); б) ячейка оптимизированной формы (Б); в) БПС с ячейкой связи на оси.



В таблице 2 приведены собственные частоты и параметры  $R_{ii}/Q$  ( $R_{\perp}/Q$ ) для монополюсных (дипольных) типов колебаний в рассматриваемых структурах. Здесь же даны суммы  $\sum R_{ii}/Q^i$  по всем модам с  $\omega \ll \omega_{0rc}$  и отношения этих сумм к  $R/Q$  на основном типе колебаний. Идентификация типов колебаний проводилась на основе классификации мод цилиндрического резонатора. Идентификация дипольных типов колебаний осуществлялась по преобладанию одного типа над другим (E или H). Из таблицы следует, что структура F обладает минимальной чувствительностью к возбуждению паразитных типов колебаний. Однако для повышения коэффициента связи между ячейками необходимо введение индуктивных щелей, что существенно повлияет на электродинамические характеристики структуры. Поэтому окончательный выбор ускоряющей структуры для НР будет сделан после проведения "холодных" измерений на макетах структур F и HС.

Т а б л и ц а 2

Граничн. условия	Тип колеб. цилиндр. резонат.	А		Б		HС	
		f, МГц	$R_{ii}/Q(R_{\perp}/Q)$ Ом/М	f, МГц	$R_{ii}/Q(R_{\perp}/Q)$ Ом/М	f, МГц	$R_{ii}/Q(R_{\perp}/Q)$ Ом/М
EM	E <sub>010</sub>	699,3	669	699,3	864	699,3	727
ME	E <sub>010</sub>	-	-	-	-	699,3	81
ME	E <sub>011</sub>	1026,9	372	1050,3	234	1170,6	250
EM	E <sub>020</sub>	1609,2	41	1736,5	38	1609,9	34
ME	E <sub>020</sub>	-	-	-	-	1687,6	37
EM	E <sub>012</sub>	1682,1	14	1747,1	5	1970,5	33
ME	E <sub>021</sub>	1758,5	177	1986,1	74	1893,4	117
EM	E <sub>022</sub>	2247,9	92	-	-	-	-
			696 1,04		351 0,41		552 0,76
ME	H <sub>010</sub>	-	-	-	-	922,8	4,5
ME	H <sub>011</sub>	911,5	1,8	1001,4	3,3	1017,4	21,9
EM	H <sub>010</sub>	1044,8	156,6	1122,2	140,8	1056,7	212,1
ME	H <sub>011</sub>	1311,0	193,9	1387,7	169,7	1471,1	138,6
EM	H <sub>012</sub>	1422,6	8,1	1657,6	2,9	1572,0	16,4
ME	H <sub>021</sub>	1788,0	0,09	1796,8	0,4	1722,7	5,17 <sup>-3</sup>
ME	H <sub>020</sub>	-	-	-	-	1851,9	32,0
EM	H <sub>012</sub>	1731,0	18,8	1803,2	9,3	1933,0	2,3

### Л и т е р а т у р а

1. В.Ф.Голдышев и др. Труды XII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, 1987, с. 28-30.
2. А.Р.Абрамов и др. Препринт ИФВЭ 83-3, Сердлухов, 1983.
3. A.S. Baikovsky et al. Part. Accel., 1982, v.10, p.53-64.
4. T. Kobayakawa et al. Proc. 5th Symp. Acc. Science and Tech., 1984, I, E. Tsukuba, p.281-284.
5. K. Platt and T. Wien. IJAC 11-34-06, 1984.

**МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ,  
СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ  
И ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ  
УСКОРИТЕЛЕЙ**

**Председатель: О.А.Гусев**

**Секретарь: С.Н.Васильев**

**Сессия 5**

320/1000

### Введение

Протяженность кольцевого электромагнита I ступени УНК (КЭМ1) составляет около 20 км. При таких размерах необходимо учитывать конечную скорость распространения воздействий от системы питания. Изменения напряжения источников питания (ИП), обусловленные магнитным циклом, вызывают распространение волны тока вдоль КЭМ1. Возникающая при этом азимутальная неоднородность магнитного поля усложняет задачу восстановления среднего поля ускорителя по измерениям в отдельных магнитах и приводит к дополнительным искажениям замкнутой орбиты.

Расчеты реакции КЭМ1 на типовые воздействия позволяют оценить скорость изменения напряжения ИП, обеспечивающую необходимую точность магнитных измерений, а также величину искажений орбиты, обусловленных волновыми свойствами КЭМ1.

### 1. Структура системы питания и выбор схемы замещения КЭМ1

Для системы питания КЭМ1 УНК принята схема (Л1), в которой 24 ИП включены в рассечки прямого и обратного провода токовой цепи кольцевого электромагнита. Анализ влияния волновых свойств КЭМ1 на переходные процессы проводился при следующих допущениях: нагрузка состоит из  $N=2160$  дипольных магнитов, равномерно распределенных по токовой цепи между 24 ИП; каждый магнит представляется схемой замещения (рис.1), учитывающей потери в магните и емкость обмотки на землю; продольное сопротивление представляет собой активно-индуктивную нагрузку, охваченную несколькими контурами вихревых токов: величина  $R_1$  характеризует потери в i-том контуре, а  $K_1$  - связь контура с основным полем; ИП представлены источниками эдс, имеющими сопротивление утечки на землю  $R_2$ .

Для качественного анализа переходных процессов в КЭМ1 можно использовать простейшую последовательную R-L схему замещения. Ее параметры  $L(\omega)$  и  $R(\omega)$  определяются экспериментально (Л2) и изображены на рис.2,3 с погрешностями измерения. Там же приведены частотные зависимости индуктивной и активной составляющих сопротивления схемы замещения рис.1 при следующих параметрах:

$$\begin{aligned} r &= 3.4 \text{ мОм}, & L &= 6.3 \text{ мГн}, & C &= 32 \text{ нФ}, \\ k_1 &= 0.153, & k_2 &= 0.304, & k_3 &= 0.543, \\ R_1 &= 0.264 \text{ Ом}, & R_2 &= 16.3 \text{ Ом}, & R_3 &= 207 \text{ Ом}. \end{aligned}$$

### 2. Качественный анализ переходных процессов

Приведенные ниже приближенные соотношения позволяют оценить влияние волновых свойств на переходные процессы в КЭМ1. До частоты 1 кГц КЭМ1 можно считать линией с малыми потерями. При этом предположении легко найти волновое сопротивление, фазовую скорость, коэффициенты затухания и фазы:

$$\begin{aligned} Z_c &= \sqrt{\frac{L(\omega)}{C}} = 450 \text{ Ом}, & v &= \sqrt{\frac{1}{L(\omega) \cdot C}} \approx 70 \frac{\text{дип}}{\text{нс}}, \\ \alpha &= \frac{R(\omega)}{2} \cdot \sqrt{\frac{C}{L(\omega)}}, & \beta &= \omega \cdot \sqrt{C \cdot L(\omega)}. \end{aligned} \quad (1)$$

При ступенчатом изменении эдс ИП по КЭМ1 начнет распространяться волна тока со скоростью 70 дип/нс. Отражение этих волн в линии конечной длины, какой является КЭМ1, обуславливает существование режима стоячих волн, т.е. собственных колебаний, резонансные частоты, добротности и постоянные затухания которых определяются как

$$f = \frac{k \cdot v(\omega)}{N}, \quad Q = \frac{\pi \cdot k}{N \cdot \alpha(\omega)}, \quad \tau = \frac{2 \cdot Q}{\omega}, \quad (2)$$

где  $k$  - порядок резонанса,  $N$  - длина линии.

Когда все 24 ИП работает синхронно, в качестве длины линии следует брать не  $N=2160$ , а  $N=90$  диполей. Также необходимо проверять выполнение условия налого затухания в линии  $\alpha N < 2$ , исходя из которого получены соотношения (1) и (2).

Таблица

N	k	f[Гц]	Q	$\tau$ [нс]	$\alpha N$
2160	1	33	10,5	100	0,24
	2	70	9	40	0,7
	3	105	9	27	1,1
90	1	930	3,2	1,1	1
	2	2060	2,2	0,35	3

Из таблицы видно, что изменение напряжения одного ИП возбуждает в КЭМ низкочастотные колебания, которые затухают достаточно долго ( $\tau=0,1$  с). В узлах первого резонанса, т.е. в диполях, отстоящих от возбуждающего линию ИП на четверть длины волны, наблюдается второй резонанс  $\lambda=N/2$ .

Когда все 24 ИП воздействуют на КЭМ синхронно, в линии возникают собственные колебания с частотой  $f=930$  Гц, которые быстро ( $\tau=1,1$  нс) затухают. Начальная амплитуда колебаний тока для скачка эдс ИП определяется амплитудой падающей

волны  $I = \frac{E}{2 \cdot Z_c}$  и равна 1,1 нА на вольт изменения эдс каждого ИП.

### 3. Численный расчет переходных процессов в КЭМ

Уравнения, описывающие  $k$ -тую ячейку (рис.1), расположенную в любом месте КЭМ, кроме соседнего с ИП, запишутся как

$$\frac{dU_k}{dt} = \frac{1}{C} \cdot \left[ \left( \frac{1}{R_p} + \frac{1}{r+R_3} \right) \cdot (U_{k-1} - 2 \cdot U_k + U_{k+1}) + \frac{R_3}{r+R_3} \cdot (i_{3k} - i_{3k+1}) \right],$$

$$\frac{di_{1k}}{dt} = \frac{P_1}{L_1} \cdot (i_{2k} - i_{1k}), \quad (3)$$

$$\frac{di_{2k}}{dt} = \frac{1}{L_2} \cdot [R_2 \cdot (i_{3k} - i_{2k}) - R_1 \cdot (i_{2k} - i_{1k})],$$

$$\frac{di_{3k}}{dt} = \frac{1}{L_3} \cdot \left[ \frac{R_3}{r+R_3} \cdot (U_{k-1} - U_k - i_{3k} \cdot r) - R_2 \cdot (i_{3k} - i_{2k}) \right].$$

Для  $k$ -той ячейки, соседней с положительным полюсом ИП, система уравнений (3) остается в силе с заменой  $U_{k-1}$  во всех уравнениях на  $U_{k-1} + E_i$ . Для  $k$ -той ячейки, соседней с отрицательным полюсом ИП, из которой исключена емкость  $C$ , останутся в силе уравнения для токов. Уравнение для напряжения  $U_k$  будет не-дифференциальным:

$$U_k = -\frac{E_i}{2} + A_1 \cdot (i_{3k} - i_{3k+1}) + A_2 \cdot (-i_{2k} + i_{2k+1}), \quad (4)$$

$$\text{где } \frac{1}{A_2} = 2 + \frac{P_0 \parallel (r+R_3)}{R_2}, \quad A_1 = A_2 \cdot \frac{P_C \cdot R_3}{r+P_p+R_3}.$$

Начальные условия определяются системой линейных уравнений вида

$$\begin{aligned} k - \text{обычная ячейка:} & \quad 2 \cdot U_k = U_{k-1} + U_{k+1}, \\ k - \text{ячейка за } i\text{-тым ИП:} & \quad 2 \cdot U_k = U_{k-1} + U_{k+1} + E_i, \end{aligned} \quad (5)$$

$$k - \text{ячейка перед } i\text{-тым ИП:} \quad \left( 2 + \frac{1}{A_2} \right) \cdot U_k = U_{k-1} + U_{k+1} - \frac{E_i}{2 \cdot A_2}.$$

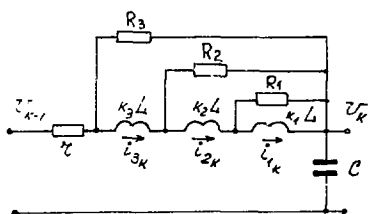


Рис. 1. Эквивалентная схема замещения дипольного магнита.

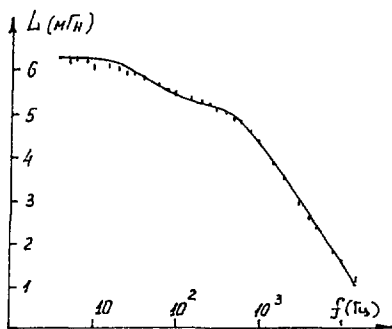


Рис. 2. Индуктивная составляющая сопротивления обмотки дипольного магнита и частотная характеристика схемы замещения.

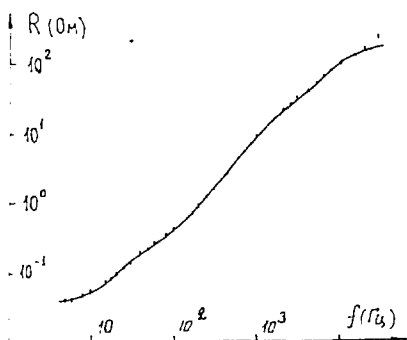


Рис. 3. Активная составляющая сопротивления обмотки дипольного магнита и частотные характеристики схемы замещения.

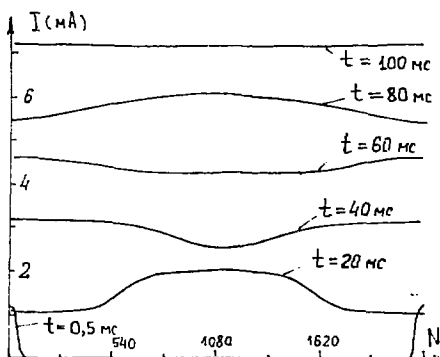


Рис. 4. Распределение тока в КЭМ при ступенчатом изменении эдс МЭ на 1 вольт.

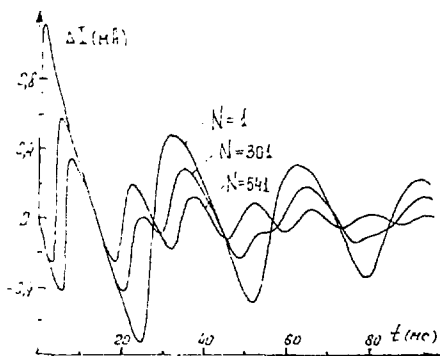


Рис. 5. Отклонения токов в магнитах от среднего при ступенчатом изменении эдс МЭ на 1 вольт.

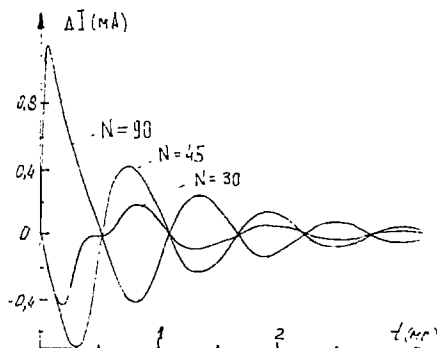


Рис. 6. Отклонения токов в магнитах от среднего при синхронном изменении эдс всех МЭ на 1 вольт.

Решение системы (4) с начальными условиями (5) численным методом позволяет получить кривые переходных процессов в любых выбранных магнитах, а также пространственные распределения токов и напряжений.

В качестве типовых воздействий использовались ступенчатое изменение эдс ИП на 1 В и пилообразное со скоростью 1 кВ/с как одного ИП, так и всех 24 ИП синхронно.

При ступенчатом изменении эдс ИП на 1 В в КЭМ распространяется волна тока (рис.4) величиной 1.1 мА со скоростью 75 дип/мс. Отклонения токов магнитов от среднего тока КЭМ при этом носят колебательный характер (рис.5). Частота первой гармоники колебаний, наблюдаемой в пучности резонанса  $\lambda=N$ , составляет около 34 Гц, а постоянная затухания — 40 мс. В дипольных магнитах, отстоящих от ИП на четверть длины волны, видны колебания с частотой 70 Гц и постоянной затухания 45 мс. Эти результаты хорошо совпадают с оценками предыдущего раздела. Введение в цепь КЭМ шунтирующих резисторов величиной  $R_p=10$  Ом на диполь уменьшает постоянную затухания до 40 мс.

Изменение эдс ИП со скоростью 1 кВ/с вызывает в КЭМ переходный процесс, в результате которого в диполях устанавливаются отклонения от среднего тока, зависящие от расположения диполя относительно ИП по гиперболическому косинусу. В диполях, близких к ИП, устанавливается  $\Delta I=6$  нА, а в противоположной точке КЭМ  $\Delta I=-3$  нА.

При синхронном ступенчатом изменении эдс всех ИП характерная длина линии уменьшается в 24 раза. При этом частота колебаний увеличивается (рис.6) до 1.1 кГц, а постоянная затухания падает до 1 мс. Введение  $R_p=10$  Ом приводит к экспоненциальному переходному процессу с постоянной времени 0,5 нс и максимальной величиной  $\Delta I=0,4$  нА.

При пилообразном изменении напряжения всех ИП со скоростью 1 кВ/с в диполях, соседних с ИП, устанавливается  $\Delta I=0,22$  нА, а посередине между ИП  $\Delta I=-0,12$  нА.

Описанные выше отклики КЭМ на типовые воздействия достаточно полно характеризуют процессы в КЭМ и позволяют производить количественные оценки азимутальных неоднородностей тока КЭМ для магнитного цикла УНК.

Для принятых в настоящее время магнитных циклов максимальная скорость изменения суммарного напряжения ИП составляет 40 кВ/с. При синхронном управлении всеми 24 ИП возникающая азимутальная неоднородность тока не превышает при этой скорости величины 0,5 нА. Эта величина много меньше самого жесткого допуска на точность измерений среднего магнитного поля ускорителя, пересчитанного в ток, который составляет 20 нА на плато поля инжекции.

Однако для уменьшения риска потребляемой реактивной мощности системой питания I ступени УНК предполагается осуществлять режим управления группы ИП по различным законам изменения выходного напряжения. Целесообразно для уменьшения азимутальной неоднородности тока каждую такую группу составлять из ИП, симметрично расположенных по КЭМ. Тогда скорость изменения напряжения каждого ИП, при которой отклонения токов в отдельных магнитах от среднего не превышают 20 нА, пропорциональна числу ИП в группе и составляет для группы из 4-х ИП величину, выходящую из этого легко получить максимальную скорость и с другим количеством ИП в группе, при которой измерения тока в отдельных магнитах не отличаются от среднего больше, чем на величину допуска.

Проведенные оценки показывают, что при таких ограничениях дополнительные искажения орбиты, вызываемые волновыми процессами, не превышают 1 мм.

### Заключение

Развитый в данной работе подход позволяет рассчитывать не только отклик системы на типовые воздействия, но и при произвольном, возникающем в рабочем цикле I ступени, законе изменения напряжений ИП. Кроме того, соответствующая модификация некоторого числа уравнений системы (3) позволяет производить расчеты при нарушениях регулярной структуры, вызванных, например, авариями. После получения необходимых экспериментальных характеристик сверхпроводящих магнитов разработанные программы могут быть использованы для расчетов процессов в системе питания II ступени УНК.

### Список литературы

1. Казьмин Б.В., Черелахин А.А. Влияние волновых свойств кольцевого электромагнита I ступени УНК на азимутальное распределение пульсаций магнитного поля. Препринт ИФВЭ 84-134, Сердуров, 1984.
2. Shafer R. Recommendation to Replace Existing Inductance Bridges for ED Dipole L and Q Measurements. Preprint Fermilab, UPC No. 94, 22 Feb. 1979.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛНОМАСШТАБНОГО МАКЕТА ПОЛУПЕРИОДА РЕГУЛЯРНОЙ ЧАСТИ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ I СТУПЕНИ УНК

А.М.Кивер, К.Г.Мирзоев, С.Е.Порошков, В.Г.Рогозинский

Институт физики высоких энергий, Серпухов

С целью исследования вакуумно-физических характеристик камеры в условиях, максимально приближенных к реальным, разработан, изготовлен и испытан полномасштабный макет полупериода регулярной части вакуумной системы I ступени УНК. Камеры макета сварены аргонодуговой сваркой из отрезков эллипсных труб двух типоразмеров - с внутренней апертурой 60x70 и 43x91 мм<sup>2</sup>. Материал - нержавеющая сталь 12Х18Н10Т, поверхность которой обработана электрохимполировкой. Как в процессе изготовления, так и после сборки протрав камеры не проводился. Макет собран из отдельных камер на быстроразъемных соединениях Ду-80 и Ду-100<sup>[1]</sup> с медными прокладками. Особенностью установки является большое количество поворотов ввиду необходимости размещения макета относительно большой длины на небольшом участке стендового помещения. С учетом уменьшения пропускной способности трубопровода при наличии изгибов общая эффективная длина макета равна половине периода магнитной структуры - 45,5 м. Принципиальная схема макета показана на рис. 1. На макете установлено 7 сверхвысоковакуумных постов, состоящих из магниторазрядного насоса НМД-0,16 и сублимационного насоса с титановым испарителем прямого нагрева. Насосы подсоединены к камере с помощью патрубка, внутри которого размещен лайнер для плавного соединения камер различной или одинаковой апертуры. На патрубках установлены высоковольтные вводы для подачи напряжения при обработке камеры разрядом в аргоне. На 4-х патрубках вводы установлены над лайнером, а на 3-х других - ближе к насосу. В 5-ти лайнерах вырезаны продольные пазы шириной 6 и длиной 50 мм, в двух лайнерах вместо пазов просверлено большое количество отверстий диаметром 5 мм, а часть лайнера изолирована и подсоединена к электроду. Эти различия в конструкции лайнера и расположении электрода сделаны с целью выяснения оптимальных условий проникновения разряда в камеру. Предварительная откачка макета осуществляется откачным постом с турбомолекулярным насосом О1АБ-450. После сборки и предварительной откачки макета постом было получено давление  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  Па, при котором был осуществлен запуск и выход в нормальный режим работы семи магниторазрядных насосов от одного коллективного блока питания БП-138. В процессе сборки и после нее проводились испытания макета на герметичность с помощью масс-спектрометрического течеискателя ПТИ-10. Обнаружение мелких течей вызвало определенные трудности из-за значительного расстояния до течеискателя, при котором время прохождения сигнала от начала течи достигало 2 мин. В этот период в камеру несколько раз напускался воздух (1 атм) и при последующей откачке каждый раз проводилась обработка камеры тлеющим разрядом в аргоне при давлении 1-2 Па в течение 20 минут, причем каждый участок между насосами обрабатывался отдельно. После этого камера макета откачивалась без напуска воздуха, а распиление титана в сублимационных насосах проводилось вначале 1-2 раза в неделю, а потом - значительно реже. Процесс снижения давления со временем показан на рис. 2, причем нижняя кривая показывает давление вблизи насосов, а верхняя - в середине камеры. После 1500 часов откачки давление мало менялось со временем и в конце этого периода

Были достигнуты следующие параметры: наилучший вакуум, измеренный по вакуумметру ВМ-14, равен  $8 \cdot 10^{-8}$  Па; удельный поток газовыделения с поверхности камеры -  $6,6 \cdot 10^{-13}$  Вт/см<sup>2</sup>; среднее давление в камере макета составляло  $2,3 \cdot 10^{-7}$  Па. Характерный состав компонентов остаточного газа в камере следующий: водород - 65%, вода - 26,3, азот и окись углерода - 5%, аргон - 4%. При данном составе газа среднее давление в азотном эквиваленте по кулоновскому рассеянию составляет  $8,8 \cdot 10^{-8}$  Па. Примерно такую же величину составляет среднее давление в азотном эквиваленте по ядерному рассеянию.

Исследование режимов обработки камеры разрядом проводилось измерением распределения плотности тока ионов по длине камеры во время разряда согласно методике, описанной в [2]. Измерялась разность потенциалов  $U(x)$  вдоль камеры, с которой плотность тока ионов  $j_i(x)$  связана соотношением

$$j_i(x) = -\frac{1}{\rho} \frac{d^2 U(x)}{dx^2}, \quad (1)$$

где  $\rho$  - сопротивление единицы длины камеры. Эта величина измерялась с помощью высокоточного измерительного моста. Измерения проводились при разных значениях давления и трех способах зажигания разряда в камере: 1 - включением магниторазрядного насоса; 2 - подачей напряжения на высоковольтный электрод; 3 - одновременным применением способов 1 и 2. Аргон в камеру выпускался с помощью натекателя, в разряд зажигался на короткое время при данном значении давления. Проникновение разряда в камеру наблюдается в диапазоне давлений  $0,4 + 2$  Па. Ввиду разницы в геометрии оптимальные условия для разряда в разных камерах создаются при разных значениях давления, что и определяет значительную ширину указанного диапазона. При более высоких давлениях разряд локализуется в трубке насоса. Экспериментальные кривые распределения потенциала в камерах с шерптурой  $43 \times 91$  м<sup>2</sup> приведены на рис. 3. Эти кривые удовлетворительно аппроксимируются простои зависимостью

$$U(x) = \alpha(1 - e^{-\beta x}), \quad (2)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  - эмпирические коэффициенты, зависящие от геометрии камеры и способа зажигания разряда, определяются из экспериментальных кривых. С помощью соотношений (1) и (2) определены выражения для  $j_i(x)$ , интегрируя которые по  $x$  от 0 до  $L$ , можно получить значение полного тока ионов  $J$ , приходящегося на данную камеру. Распределение плотности ионного тока показано на рис. 3. Полученные параметры для ряда камер приведены в таблице.

Таблица  
Значения параметров для разных случаев зажигания разряда

Параметры		$\alpha$ , мкВ		$\beta$ , м <sup>-1</sup>		$J$ , мА	
камера		43x91	60x70	43x91	60x70	43x91	60x70
Способ зажигания разряда							
Включение насоса НМД-0,16		64,5	57	4,42	3,45	73	61
Электрод над лайнером		-	101	-	2,57	-	80
Электрод на трубке НМД-0,16		119	78	2,84	2,62	86	63
Электрод - часть лайнера		285	240	2,32	1,7	168	126
НМД-0,16 + электрод над лайнером		-	250	-	2,34	-	181
НМД-0,16 + электрод над насосом		279	210	2,8	2,46	199	160
НМД-0,16 + электрод - часть лайнера		735	548	2,05	1,63	384	277



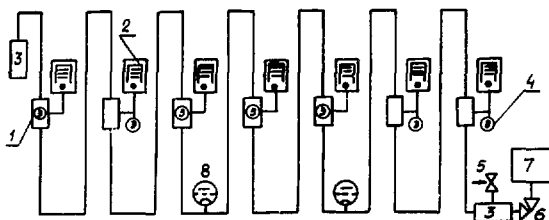


Рис. 1. Принципиальная схема вакуумной системы макета полупериода регулярной части I ступени УНК.

1 - патрубок с лайнером; 2 - сверхвысоковакуумный откачной пост; 3 - манометрический блок; 4 - электрод для обработки разрядом; 5 - натекатель; 6 - клапан Ду-50; 7 - пост предварительной откачки; 8 - ионизационный манометр.

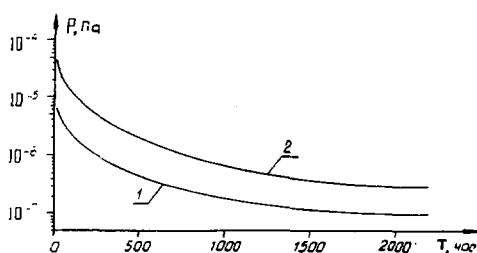


Рис. 2. Изменение давления со временем в процессе откачки камеры макета. 1 - давление вблизи насоса; 2 - давление в середине камеры.

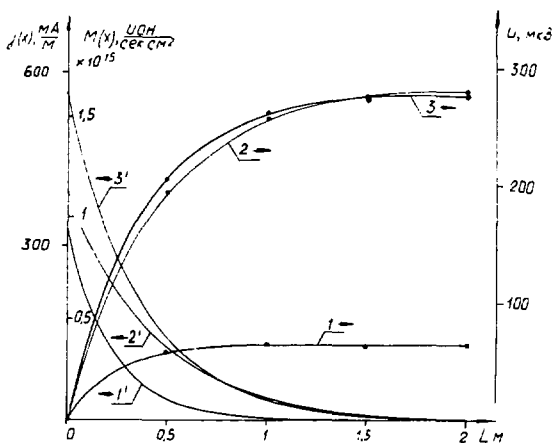


Рис. 3. Распределение плотности тока ионов  $j_i(x)$ ,  $M(x)$  и потенциала  $U(x)$  по длине камеры с апертурой  $43 \times 91$  мм.<sup>2</sup>

1 - обработка включением насоса НМД-0,16; 2 - обработка от электрода, являющегося частью лайнера; 3 - насос НМД-0,16 + электрод на патрубке насоса.

Для каждой камеры при данном значении давления снималось 20-25 кривых  $U(x)$ , параметры которых значительно отличались между собой из-за изменения степени загрязнения камеры со временем, точности измерения давления, изменения температуры и других условий. Для данного расстояния  $x$  определялось среднее арифметическое значение  $U(x)$  из всех измерений и среднее квадратичное отклонение от этого значения. Эта величина для всех кривых находится в пределах 0,15. С учетом точности измерительного моста и микровольтметра погрешность проведенных измерений составляет  $\pm 30\%$ . Как видно из таблицы, величина полного ионного тока на камеру в случае одновременного зажигания разряда от насоса и электрода значительно больше, чем отдельно от насоса или электрода. Расположение электрода не играет существенной роли, за исключением случая, когда электрод - часть лайнера. При этом ток в 1,5-2 раза больше, однако значительно сложнее конструкция и процесс сборки лайнера. Это заставляет предпочесть случай расположения электрода над лайнером. Замечено, что лайнер с пазами предпочтительнее, чем лайнер с отверстиями. Ток для камеры с апертурой  $43 \times 91$  больше, чем для  $60 \times 70$ , а глубина проникновения разряда в камеру находится в пределах 1,5-2 м, что подтверждает ранее полученные результаты [2]. Таким образом, при обработке разрядом наиболее интенсивной очистке подвергаются соединительные патрубки, корпус насоса, лайнер и прилегающая к нему часть камеры, то есть участки, где загрязнения наиболее вероятны. Известно, что для эффективной очистки поверхности от адсорбированных паров и газов средняя интегральная доза ионов на единицу поверхности камеры должна быть порядка  $10^{16}$  ион/см<sup>2</sup> [2]. для выбранного случая зажигания разряда от насоса и электрода над лайнером в камере с меньшим током ( $60 \times 70$ ) эта доза может быть достигнута за время обработки около 100 минут. Это может быть осуществлено за 3 обработки по 30 минут или за 5 обработок по 20 минут каждая.

Следует отметить, что данный манет отличается от реального полупериода наличием изгибов и поворотов, а также в 4 раза большим числом быстроразъемных соединений. Поэтому в реальном случае удовлетворительные параметры можно получить, наоборот, быстрее.

Из полученных результатов можно сделать следующие выводы:

1. Вакуумная система I ступени может обеспечить без прогрева камеры рабочее давление не хуже  $1 \cdot 10^{-7}$  Па.
2. На длине полупериода обеспечиваются условия для успешного запуска насосов от коллективного источника питания, а также проведения процесса точечной очистки в период сборки и наладки системы.
3. конструкция лайнера с пазами и расположение электрода над лайнером являются оптимальными для получения удовлетворительных параметров и проведения эффективной очистки разрядом за 3-5 обработок при зажигании разряда от насоса и электрода совместно и средним давлением порядка I Па.

#### Л и т е р а т у р а

1. Губрисенко К.И., Кочетов В.В., Ларионов А.В. Исследование характеристик быстроразъемного соединения элементов вакуумных систем. Препринт ЦЭВЭ 67-32, Серпухов, 1987.
2. Кивср А.М., Мирзоев К.Г., Порошков С.Е., Рогозинский В.Г. Исследование режимов обработки разрядом модели участка вакуумной системы I ступени УИК. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Т.1, с. 335-338, Дуна, 1987, ДЭ-67-103, 1987.

# ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОГО ИСТОЧНИКА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ - НАКОПИТЕЛЯ "СИБИРЬ-2"

В.В.Анашин, Н.Г.Гаврилов, М.С.Гильденгорн, Э.П.Коллеров,  
В.Н.Корчуганов, А.И.Никитин, В.Н.Осипов, В.А.Роенко,  
Э.М.Трахтенберг, Н.В.Фотин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в ИЯФ СО АН СССР ведется создание специализированного источника синхротронного излучения - накопителя электронов "Сибирь-2" для ИАЭ им.И.В.Курчатова.

Накопитель электронов "Сибирь-2" [1] предназначен для генерирования сверхярких пучков электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн в инфракрасной, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра.

Основные характеристики накопителя "Сибирь-2":

1. Максимальная энергия электронов	2,5 ГэВ
2. Максимальный накопленный ток:	
- в односгустковом режиме	100 мА
- в многосгустковом режиме	500 мА
3. Спектральный диапазон синхротронного излучения	$0,1+2 \cdot 10^3 \text{ \AA}$
4. Критическая энергия	7 кэВ
5. Периметр	124,13 м
6. Радиус поворотных магнитов	4,906 м
7. Количество каналов вывода синхротронного излучения	39
8. Общая эффективная скорость откачки:	
- магниторазрядных насосов	15000 л/с
- титановых испарительных насосов	30000 л/с
9. Рабочий вакуум	$3 \cdot 10^{-9}$ Торр
10. Время жизни	30 часов

## 2. ВАКУУМНАЯ СИСТЕМА

Кольцо накопителя "Сибирь-2" (рис.1) состоит из шести зеркально-симметричных суперпериодов, каждый из которых содержит по два 3-м прямолинейных промежутка для установки ондуляторов, змеек, инжекции и резонаторов ВЧ-питания. Вакуумная система накопителя вакуумно-плотно отделена от канала инжекции бериллиевой фольгой толщиной 100 мкм. Фольги из Ве также разделяют накопитель и каналы вывода синхротронного излучения (СИ) из сверхпроводящих змеек. На всех остальных каналах вывода СИ для защиты вакуумной системы накопителя от прорыва атмосферы со стороны каналов установлены быстродействующие заслонки (время срабатывания 0,02 с) и вакуумно-плотные автоматические оперативные шиберы типа ZIA, аналогичные описанным в [2] (время срабатывания 1 с), которые также срабатывают при ухудшении вакуума в канале выше установленного предела. Кроме того, для быстрой вакуумно-плотной изоляции отдельных участков вакуумной системы накопителя на кольце установлено 24 автоматических шибера. Вакуумный тракт каждого суперпериода имеет постоянную структуру и одинаковое оборудование для откачки и диагностики.

### 2.1. Вакуумные камеры

Вакуумные камеры поворотных магнитов и линзовых участков изготавливаются из алюминиевого сплава AlMgSi методом экструзии. Камера поворотного магнита

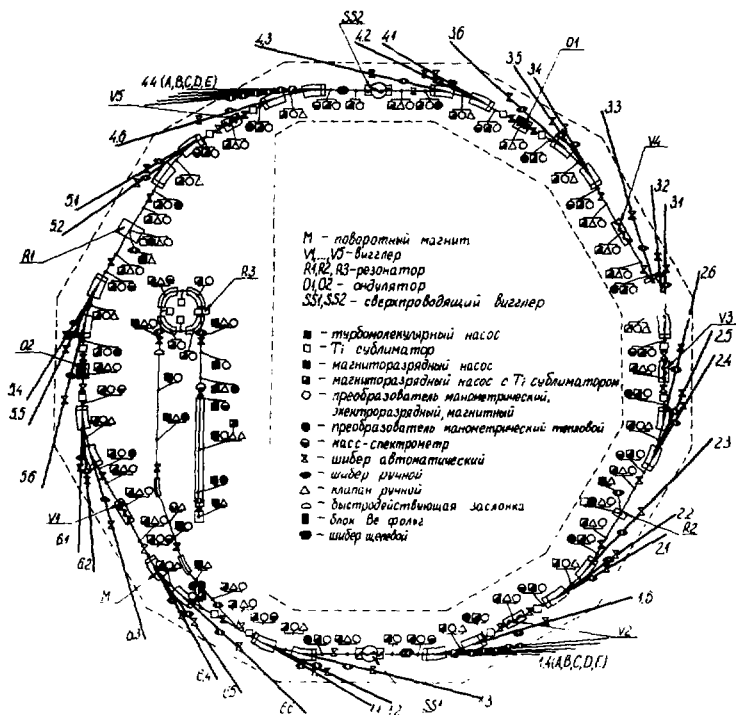


Рис.1. Структурная схема вакуумной системы комплекса "Сибирь-1".

имеет ширину 200 мм, что позволяет выводить  $\beta$ -лучи практически без попадания излучения на стенки камеры. Профили камер поворотных магнитов и линзовых участков показаны на рис.2.

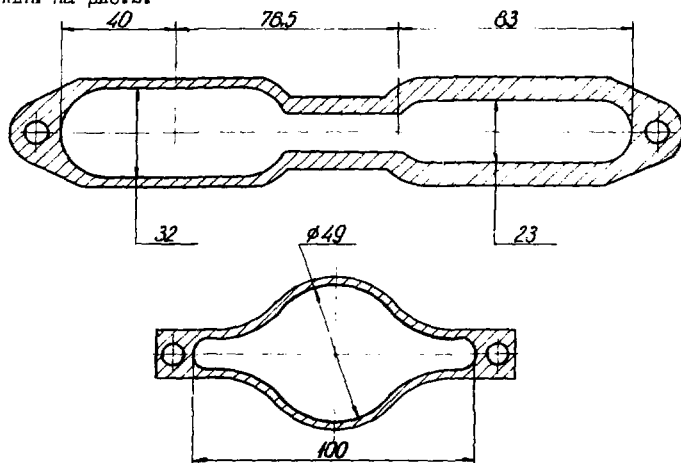


Рис.2. Профили вакуумных камер поворотных магнитов (вверху) и линзовых участков.

## 2.2. Блоки откачки и диагностики

Рабочий вакуум в накопителе обеспечивается комбинированными насосами, имеющими магнитоэжекторную и титаново-испарительные части с суммарной скоростью откачки  $1000 \text{ л}\cdot\text{с}^{-1}$ . Всего на кольце устанавливаются 40 комбинированных насосов. В каждом суперпериоде в вакуумных камерах двух линзовых участков дополнительно устанавливаются титановые испарительные насосы со скоростью откачки  $200 \text{ л}\cdot\text{с}^{-1}$  каждый.

Комбинированный насос является составной частью блоков откачки и диагностики (БОД). Для измерения вакуума используется манометрический преобразователь типа ИММ-4в. В БОД установлены один неподвижный и два подвижных приемника излучения. Подвижные приемники излучения предназначены для перекрытия каналов вывода СИ. Для обеспечения "гладкости" вакуумного тракта в каждом БОД установлена фальшпанель. Для отсоса ионов, образующихся при столкновении электронного пучка с молекулами остаточного газа, используется специальный электрод. Этот электрод также служит для зажигания разряда при обработке камер тлеющим разрядом в среде аргона. Для диагностики положения пучка в некоторых БОД установлены мониторы положения электронного пучка. Для определения спектра остаточного газа и поиска микротечей в вакуумной системе накопителя на части блоков откачки и диагностики установлены масс-спектрометры типа МК-7304. Объединение алюминиевых камер с фланцами из нержавеющей стали БОД осуществляется с помощью эмалевых переходников 1.К1.0107-А103.

### 2.3. Приемники излучения

Все приемники устанавливаются в БОД, т.е. непосредственно в местах откачки. Основная часть мощности СИ снимается приемником излучения, установленным в месте выхода СИ из поворотного магнита. На данный приемник падает СИ с дуги  $10^9$  поворотного магнита, что соответствует снимаемой мощности 400 Вт с сантиметра длины приемника. Конструкция приемника показана на рис.3. Данный приемник (как и все остальное) изготовлен из меди. Для увеличения облучаемой площади поверхность, принимающая СИ, составляет угол  $10^\circ$  к радиальной плоскости излучения, а на валу нарезаны треугольные зубья. Для увеличения теплоотвода в канале водного охлаждения также нарезаны зубья. С целью снижения электронно-ионизирующей нагрузки со стенок БОД к приемнику крепится пластина.

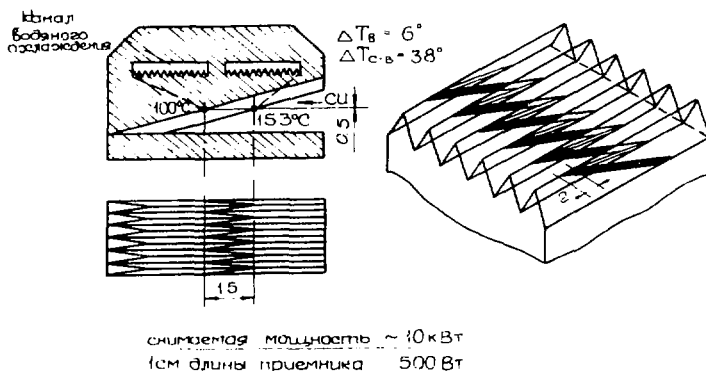


Рис.3. Конструктивная схема приемника излучения.

Тепловой расчет приемника при снимаемой мощности 10 кВт ( $500 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1}$ ) и расходе воды  $12 \text{ л} \cdot \text{мин}^{-1}$  показал, что максимальная температура  $153^\circ\text{C}$  будет на вершинах зубьев в местах падения СИ. Вода, проходящая через приемник, нагревается на  $3^\circ\text{C}$ . Перепад температур граничного слоя "приемник - вода" составляет  $38^\circ\text{C}$ .

#### 2.4. Каналы вывода СИ

##### 2.4.1. Высоковакуумные каналы

Высоковакуумные каналы вывода СИ предназначены для транспортировки излучения от накопителя к экспериментальной станции. Накопитель обеспечивает работу 29 высоковакуумных каналов.

Вакуумные элементы каналов изготовлены из нержавеющей стали и прогреваются до температуры  $300 \pm 30^\circ\text{C}$ . Специальные приемники излучения экранируют стенки канала от СИ так, что синхротронное излучение попадает только на образец. Для защиты вакуумной системы накопителя от ухудшения вакуума в каналах выше установленного предела используются автоматические вакуумно-плотные шлюзы типа  $\text{SiA}$ , работающие вместе с быстродействующими заслонками. В каждом канале установлен демпфер ударной волны для уменьшения скорости фронта ударной волны в случае прорыва атмосферы. Эксплуатация каналов осуществляется при вакууме в начальной части  $10^{-9}$  Торр и на выходе - не хуже  $10^{-6}$  Торр.

##### 2.4.2. Каналы вывода СИ жесткого рентгеновского диапазона

Накопитель "Сибирь-2" имеет 10 каналов вывода СИ жесткого рентгеновского диапазона, предназначенных для транспортировки СИ из сверхпроводящих эмеек через бериллиевые фольги, охлаждаемые водой, в экспериментальные станции. Каналы изготавливаются из нержавеющей стали и обезгаживаются прогревом при температуре  $300 \pm 30^\circ\text{C}$ .

#### 3. СТЕПЕНЬ ЧИСТЫХ ПРОМЕЛУТКОВ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ

Эксперименты по получению высокого вакуума в вакуумных системах с камерами из алюминия проводились на стенде.

К блоку откачки из нержавеющей стали приваривалась алюминиевая камера длиной 1,5 м. При прогреве температура блока откачки не превышала  $300^\circ\text{C}$ , а алюминиевой камеры -  $180^\circ\text{C}$ . Предельный вакуум равнялся  $3 \cdot 10^{-11}$  Торр в блоке откачки и  $2 \cdot 10^{-10}$  Торр на конце алюминиевой камеры.

Была проведена очистка алюминиевой камеры тлеющим разрядом в среде аргона при давлении  $2 \cdot 10^{-2}$  Торр и набранной средней дозе ионов  $10^{18} \text{ см}^{-2}$ . Алюминиевая камера нагревалась до  $T = 100^\circ\text{C}$ . С целью удаления аргона вакуумная система была прогрета в течение 24 часов. Предельный вакуум равнялся  $1 \cdot 10^{-11}$  Торр в блоке откачки и  $1 \cdot 10^{-10}$  Торр на конце камеры.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Kulipanov G.N. Nucl. Instr. and Meth, 1987, v.A261, p.1.
2. В.В.Анашин и др. Быстродействующий прямопролетный клапан с дистанционным управлением. препринт ИЯЭ 77-75, АН СССР. Сиб.отд., Новосибирск, 1977.

## АППАРАТУРА УПРАВЛЕНИЯ СТЕНДАМИ СИСТЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.П.Герасимов, В.И.Гордин, С.С.Репин

Научно-исследовательский институт электрофизической  
аппаратуры им.Д.В.Фремова, Ленинград

При создании систем импульсного питания (СИП) ускорителей заряженных частиц необходима их экспериментальная отработка на соответствующих стендах, при этом возникают проблемы в оснащении стендов аппаратурой управления и контроля, которая, как правило, разрабатывается применительно к конкретной схеме СИП.

Разумеется, эти проблемы могут быть решены в рамках АСНИ, построенных на основе средств вычислительной техники (ВТ).

Однако при этом возникают проблемы, связанные с обслуживанием многочисленных стендов СИП различного типа, необходимостью разработки разнообразного программного обеспечения (что требуется выполнять оперативно ввиду ограниченного времени существования стендов соответствующего назначения), а также со сложностью обеспечения электромагнитной совместимости стандартных средств ВТ с СИП, являющимися источниками интенсивных электромагнитных, кондуктивных и сетевых помех с разнообразной временной структурой.

Кроме того, затруднительно использование АСНИ в качестве аппаратуры автономного управления при поэлементной пуско-наладке СИП непосредственно на вновь запускаемых электрофизических установках, особенно в неспециализированных организациях.

С другой стороны, многолетний опыт НИИЭФА им.Д.В.Фремова в области управления СИП мкс- и мс-диапазонов длительности формируемых импульсов  $I$  позволяет систематизировать требования к устройствам автономного ручного управления (УАРУ), образуя универсальный комплекс технических средств, необходимых и достаточных для выполнения основных функций управления СИП независимо от схемотехники их построения.

Ниже рассматривается состав комплекса устройств автономного ручного управления (КУАРУ), ориентированный на СИП, формирующие импульсы напряжения и тока длительностью от единиц мкс до единиц мс в режиме одиночных посылок, периодическом режиме с частотой повторения до  $10\text{ кГц}$  (при скважности не менее  $10$ ) и в импульсно-пачечном режиме; КУАРУ должен обеспечивать управление и контроль всеми компонентами СИП, в том числе находящимися под высоким потенциалом относительно земли (до  $100\text{ кВ}$  и более).

КУАРУ включает в себя следующие устройства:

1. Пульта ручного дистанционного управления (ПРДУ), состоящий из узла формирования команд управления (ручное, ручное программное), узла ручного дистанционного управления уставками амплитудных и временных параметров и узла индикации прохождения команд и статусных сообщений.

Под ручным программным управлением понимается ручной набор таблицы последовательностей команд (программ) с последующим ручным выбором и запуском одной из этих программ.

2. Устройство синхронизации (УС) с волоконно-оптическими линиями транспортировки синхрои импульсов (ВОЛС-Т).

3. Волоконно-оптические линии связи для передачи цифровой информации (ВОЛС-Ц).

4. Волоконно-оптические линии связи для передачи аналоговой информации (ВОЛС-А).

5. Программируемый генератор формы импульсов (ПГФМ).

6. Цифровые источники опорных напряжений (ЦИОН).

7. Усилители с гальванической развязкой, импульсные (УГРИ).

8. Многоканальный цифровой измеритель формы импульсов (МЦИФМ).

9. Устройство допускового амплитудного и временного контроля СИИ (УДК).

Укажем основные функции устройств 1-9 и требуемые технические характеристики.

ПРДУ должен выполнять следующие функции:

преобразовывать команды при нажатии кнопки "Команда 1...19" в бинарные сигналы TTL-уровней;

выдавать при ручном наборе программы синхронизации (циклограммы) в УС сигналы срабатывания исполнительных реле набора компонентов программы;

запоминать 1...10 программ из 1...19 команд, и выдавать их в виде бинарных сигналов TTL-уровней в ВОЛС-Ц;

индицировать на встроенном дисплее подтверждение исполнения команд управления и статусные сообщения по инициативе оператора;

преобразовывать команды управления уставками амплитудных и временных параметров, набранные оператором на 4-разрядном десятичном наборном поле ПРДУ, в коды управления выходным напряжением ЦИОН, обеспечивая при этом энергонезависимое запоминание и индикацию кодов уставок.

УС должен вырабатывать и передавать по помехозащищенным линиям связи импульсы синхронизации (запуска) отдельных компонентов СИИ, определяя временную последовательность (циклограмму) их срабатывания в режимах:

ручной установки параметров циклограммы и ее ручного пуска (с ПРДУ);

ручной установки параметров циклограммы и ее пуска импульсом внешней синхронизации;

записи набора программы синхронизации в память УС с последующим ручным выбором номера программы 1...10 с ПРДУ и ее пуском вручную или внешним синхрои импульсом.

УС должен содержать не менее 20 каналов с независимой установкой временных задержек; передача синхрои импульсов должна производиться по волоконно-оптическим линиям связи типа ВОЛС-Т длиной до 20 м.

Основные технические характеристики УС:

частота повторения циклограмм:

от одиночных посылок до 10 Гц дискретно через 1 Гц,

от 10 Гц до 100 Гц дискретно через 10 Гц,

от 100 Гц до 1 кГц дискретно через 100 Гц и

от 1 кГц до 10 кГц дискретно через 1 кГц.

Величины задержки в каналах синхронизации определяются регулируемым через 1 импульс объемом счетчика (1...10<sup>6</sup>) и частотой генератора образцовой частоты 1 Гц, 10 Гц, 100 Гц, 1 кГц, 10 кГц, 100 кГц, 1 МГц, 10 МГц; стабильность задержек должна быть не хуже 10<sup>-6</sup>.



Часть каналов синхронизации снабжается дополнительной аппаратурой (0+200) по 2 но.

ВОЛС-Ц должны иметь функции и технические характеристики, соответствующие функциям и характеристикам промышленной системы связи "Связь речевых МС 4101".

ВОЛС-А должны обеспечивать передачу импульсных сигналов произвольной формы произвольной длительности с фронтом и срезами не менее 1 мкс, длительности не более  $\pm 0,5\%$  (при этом допустимая задержка восстановления логических сигналов не должна превышать 10 мкс) и иметь встроенный модулятор, обеспечивающий возможность передачи серий импульсов в 1...8 контролируемых точках СШ с их поочередной коммутацией.

ЦУМ должен формировать импульсный сигнал "гистограммного" вида с обеспечением возможности набора амплитудного значения каждого участка гистограммы с дискретностью  $10^{-3}$  при стабильности выходного напряжения не хуже  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Количество участков - 100, минимальная длительность каждого участка - 0,2 мкс, максимальная - 100 мкс.

ЦРМ должен содержать энергонезависимое ИКЗУ на 10 программ формы импульсов, программирование и перепрограммирование ИКЗУ должно выполняться вручную с помощью встроенных средств, количество циклов перезаписи - не менее 100.

ЦЮИ предназначены для задания уставок опорного напряжения в САР напряжения (тока) источников питания модуляторов СШ и графиков уровней амплитуды контролируемых сигналов в УДК, должны записывать (передавать) информацию в виде параллельного двоичного кода по импульсному сигналу "Строби" и хранить ее энергонезависимо в течение не менее 1000 час.

Количество разрядов управляющего кода - 10, время установления максимального выходного напряжения при полной смене управляющего кода - не более 10 мкс, стабильность выходного напряжения - не хуже  $0,1\%$  в течение 1000 час.

УПР должны совмещать в себе функции согласованного многоканального усилителя и элемента гальванической развязки на 1,5 кВ и иметь погрешность коэффициента передачи не более  $\pm 1\%$  при величине этого коэффициента 1 или 10 (переключается) и длительности передаваемых импульсов транзисторной формы (1-1000) мкс.

Допускается переключение диапазонов длительности передаваемых импульсов (1-10) мкс; (10-100) мкс и (100-1000) мкс при длительностях фронта и среза соответственно 0,5, 5 и 50 мкс.

При длительности импульсов более 1000 мкс следует пользоваться устройствами ВОЛС-А.

ЦДМ должен выполнять следующие функции:

оцифровывать по 6 каналам дискретные выборки сигналов напряжения с заданным интервалом дискретности;

запоминать (энергонезависимо) цифровые значения амплитуд выборок; отображать результаты измерений одной выборки по каждому каналу (по требованию оператора) на встроенном цифровом дисплее;

восстанавливать исходный аналоговый сигнал по дискретным выборкам (функция "цифровой осциллограф");

выводить массив занесенных в память данных по всем каналам для регистрации на жесткой копии.

Интервалы дискретности выборок 10 нс, 100 нс, 1 мкс, 10 мкс, 100 мкс, 1 мс, регистрируемое число выборок – до 1000; число уровней квантования каждой выборки –  $2^7$ ; полоса пропускания входных устройств –  $(0+100)$  МГц при диапазонах входных сигналов  $(0... \pm 1)$ В;  $(0... \pm 5)$ В;  $(0... \pm 10)$ В.

Погрешность измерений в режиме "Цифровой осциллограф" – более  $\pm 2\%$ .

УДК должен содержать 3 сборки по 10 двухпороговых амплитудных и 5 двухпороговых временных стробируемых компараторов, а также логических переключателей, выполняющих при выходе контролируемых величин из допусков следующие функции:

сигнализацию выхода из допуска;

запирание вентилях синхросигналов, получаемых из УС и возвращаемых в него;

выдачу сигналов неисправности во внешние цепи.

Номинальный диапазон контролируемых величин по амплитуде  $(-10...0...+10)$  В, по времени – не ограничивается; чувствительность компараторов: не хуже 1 мВ (амплитудных), не хуже 5 нс (временных при фронтах импульсов, ограничивающих контролируемые интервалы, не более 2 нс).

УДК должен обеспечивать на встроенном дисплее отображение следующей информации:

выход из допуска каждой контролируемой величины (с указанием номеров каналов компарирования);

появление сигналов запрета;

состояние счетчиков неисправности по каналам компарирования с определенным номером.

Практически все компоненты КУАРУ с указанными функциями были в том или ином виде реализованы и использованы в СМП различного назначения.

Представляется необходимым широкое и всестороннее обсуждение с потенциальными потребителями – разработчиками СМП целесообразности выполнения ОКР по созданию универсального КУАРУ и уточнение его технических характеристик; предварительное рассмотрение этих вопросов с разработчиками СМП в НИИЭФА позволяет судить о полезности освоения производства компонентов КУАРУ при условии определения потребителем его комплектности по номенклатуре и количеству входящих устройств в каждом конкретном случае.

## Л и т е р а т у р а

1. Герасимов В.П., Гордин В.И., Мозин И.В. Управление, контроль и метрологическое обеспечение импульсных систем питания электрофизических установок. В кн.: Физика и техника мощных импульсных систем. под ред. В.И. Волыкова. М., Энергоатомиздат, 1986, с.320.

## ПОВЫШЕНИЕ НАГРУЗОЧНОЙ СПОСОБНОСТИ МОЩНЫХ ВЫСКОКОВОЛЬТНЫХ ТИРИСТОРНО-ДИОДНЫХ МОДУЛЕЙ В СИСТЕМАХ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

В. П. Гончаренко, Р. М. Кизим, Г. В. Кузьмин, А. П. Лебедев

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д. В. Фурьева, Ленинград

Э. И. Карагезов, М. А. Малхасян

Эреванский физический институт

Преобразовательная техника является основой систем питания ускорителей заряженных частиц, установок для исследований в области управляемого термоядерного синтеза и других потребителей электроэнергии. Технический уровень промышленности и самой энергетики во многом определяется развитием элементной базы преобразовательной техники, основой которой являются силовые полупроводниковые приборы. Разработки силовых полупроводниковых приборов (СПП) ведутся за рубежом и в СССР, в основном, в направлении одновременного повышения единичной мощности и их быстродействия. СПП выпускаются более чем 150-ю зарубежными фирмами. Анализ номенклатуры указанных фирм показал, что в настоящее время или производится 18 основных видов и подвидов СПП. Это тиристоры: низкочастотные, быстродействующие, запираемые, комбинированно-выключаемые, асимметричные, импульсные, симметричные, фототиристоры и тиристоры-диоды; диоды: низкочастотные, быстросовосстанавливающиеся, лавинные, Шоттки.

В настоящее время самыми мощными низкочастотными тиристорами по сочетанию параметров средний ток и коммутируемое напряжение являются *BStU68S* - 6000 В, 2600 А - фирмы *Siemens*, советский аналог Т273 - 4000 В, 1250 А. Среди быстродействующих тиристоров С457 - 1400 В, 1050 А - фирма *General Electric*, советский аналог ТБ2000 - 2000 В, 2000 А.

В приборах тиристорного типа процесс включения по управляющему электроду является неоднородным процессом, приводящим к образованию начальной области выключения, расположенной вблизи управляющего электрода, с последующим распространением выключенной области на всю площадь структуры. Одним из требований для повышения динамических характеристик тиристоров является быстрое и одновременное накопление заряда избыточных носителей в области управляющего электрода, превышающего критическое значение, являющееся параметром конкретной конструкции тиристора [1]. Наиболее динамичными характеристиками обладают реверсивно выключаемые диристоры РВД [2]. РВД представляет собой диодно-электродный переключатель, полупроводниковая структура которого состоит из регулярно чередующихся слоев, образующих систему "прямых" тиристорных и "обратных" диодных встречно-параллельных каналов. Перевод РВД в проводящее состояние осуществляется коротким (0,5 + 1,5 мкс) импульсом обратного тока через диодные каналы, равномерно распределенные по площади полупроводника. Обеспечение протекания заряда от обратного тока больше некоторой критической величины обеспечивает однородное по площади переключение структуры РВД в прямом направлении.

В ИИЭФА проведены исследования по измерению и распределению во времени

колебационных потерь при включении тиристоров типа ТБ-2000 и РВД-приборов на пике кривой диаметром 80 мм в короткоимпульсных режимах, характерных для импульсных преобразователей, со скоростью нарастания тока выше 1000 А/мкс. В результате исследования определены критические заряды включения. Для тиристоров ТБ-2000 эта величина должна быть более 1000 мкКл, что обеспечивает одновременное включение тиристора по всему периметру управляющего электрода. Это обеспечивается за счет формирования тока предварительного включения до момента нарастания основного тока путем включения между разрядным тиристором и источником энергии цепочки из параллельно соединенных дросселя насыщения и резистора. Выбором величины сопротивления резистора обеспечивается протекание требуемого значения тока предварительного включения (в течение  $T + 2$  мкс), после чего насыщается дроссель и протекает основной ток разряда. В РВД-приборе сложившееся прямое напряжение на время протекания обратного тока заряда выключения также осуществляется с помощью дросселя насыщения. Величина заряда включения около 1800 мкКл.

В короткоимпульсном режиме, при длительности импульса 30 мкс, в тиристорах ТБ-2000 колебационные потери от прямого падения напряжения за время выхода на установившееся значение (около 10 мкс) составляет 80% от потерь за импульс, а в РВД-приборе - 60%. Абсолютная величина потерь за импульс в тиристорах в три раза больше, чем в РВД. Учитывая, что в тиристорах в короткоимпульсном режиме потери концентрируются в области управляющего электрода, это создает помехи, переходя в помехи полупроводниковой структуры. При длительности импульса тока 300 мкс и более доля колебационных потерь при выключении не превышает 10% от потерь в установившемся режиме. В этом случае преимущество тиристоры становится более предпочтительным перед РВД-приборами, так как они создают возможность сложившегося обратное включение.

Дальнейшее увеличение колебационных потерь полупроводниковой структуры связано с увеличением тепловых сопротивлений между и полупроводником, особенно их охлаждением. Авторами разработана конструкция системы охлаждения, позволяющая обеспечить максимальную производительность в режиме короткоимпульсного и импульсного выключения. Это достигается применением тонких, высокопроводящих слоев в полупроводнике, что обеспечивает снижение тепловых сопротивлений при изменении теплового состояния. Кроме того, созданы условия для возможности охлаждения воды, т.е. между полупроводником и водой созданы условия для охлаждения. Для системы охлаждения разработаны следующие параметры:

- Расход охлаждающей воды - 10000 л
- Давление воды - 2000 кг
- Максимальная амплитуда тока - 10000 А
- Допустимая скорость нарастания тока - 1000 А/мкс
- Время выключения - 10 мкс
- Количество охлаждающих элементов - 10000 - 20000
- Максимальная температура воды при давлении 2 атм. - 20 °С/мин

Водные охлаждающие элементы между полупроводниковой структурой и полупроводником охлаждаются в виде стружечной воды и размещены в виде стружечной воды. Это позволяет обеспечить циркуляцию охлаждающей воды, которая имеет температуру "охлаждающая вода" - не выше 20 °С/мин. Чередуя каналы в холодной и горячей воде, увеличивается температура на контактной поверхности охлаждающей воды.

В конструкции высокопроизводительного модуля с полупроводниковой структурой и во входном и выходном контактах для обеспечения роли полупроводниковой струк-

ные титановые антикатоды, находящиеся под потенциалом соответствующих охладителей. Токи утечки охлаждающей воды замыкаются через антикатоды, что исключает электрохимическое растворение тела охладителя. Общий вид модуля приведен на рис. 2.



Рис. 1. Водяной охладитель с двухзаходной спиралью Архимеда.

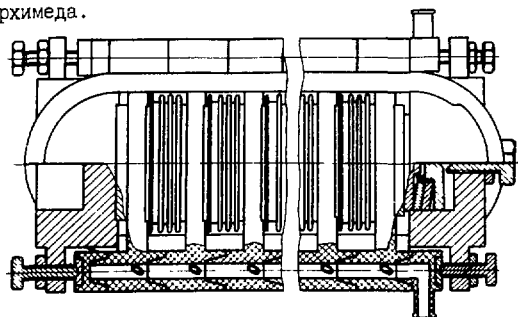


Рис. 2. Общий вид конструкции высоковольтного модуля с параллельным по воде принципом охлаждения.

При относительно малом гидравлическом диаметре каналов охлаждения важной становится задача контроля протекания воды в каждом радиаторе параллельной системы охлаждения. Эта задача решена методом косвенного контроля температуры охладителя. Датчик температуры выполнен на основе терморезистора, встроенного в корпус охладителя. Для питания схемы измерения температуры используется напряжение с отпаики резистора, шунтирующего СЭИ для выравнивания тонов утечки. При приложении к модулю напряжения на выходе схемы генерируется последовательность импульсов с частотой 1 кГц. В случае пробоя одного из полупроводников в модуле генерация в соответствующем канале прекращается. Это используется для диагностики целостности полупроводниковых приборов. При увеличении температуры на  $50^{\circ}\text{C}$  тактовая частота генерации уменьшается до 500 Гц. Измерение интервала между импульсами используется для контроля теплового состояния полупроводников в модуле (это косвенно характеризует расход воды в охладителе). Каждый измерительный канал имеет гальваническую развязку на оптоэлектронных элементах на напряжение до 20 кВ.

С учетом сказанного задача повышения коммутлируемой мощности высоковольтных тиристорных и диодных модулей может быть решена за счет:

- применения полупроводниковых приборов с диаметром кремниевой шайбы 30 мм и более;
- разработки конструкций специальных импульсных приборов на кремнии большого диаметра;
- уменьшения коммутационных потерь в полупроводниках за счет обеспечения режима оптимального запуска;
- подбора полупроводниковых приборов в модуле по минимальному разбросу времени выключения, выключения, заряда восстановления;
- обеспечения одинакового температурного режима полупроводников в модуле.

#### Л и т е р а т у р а

1. Узаров А.И. Критический заряд выключения тиристора. - В кн.: Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1988, с.101.
2. Фреков И.В. и др. Исследование реверсивно-выключенных диристоров в высоковольтных импульсных режимах. Электротехника, 1980, № 3, с.44.

## ПОВЫШЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ МОЩНОСТИ СИСТЕМ ПИТАНИЯ ЛИУ С МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИЕЙ ИМПУЛЬСОВ ТОКА

Ю. П. Вахрушин, А. И. Куприянов, В. С. Эрмель, М. П. Ложков

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д. В. Фремова, Ленинград

Повышение импульсной мощности МПИ для питания мелкосекционированной ускоряющей структуры до единиц ГВт связано с уменьшением внутреннего сопротивления генератора  $R_{вн}$  до единиц Ом и ниже /1, 2/. Такое низкое значение  $R_{вн}$  можно получить уменьшением величины остаточной индуктивности выходного звена сжатия  $L_{ост. вых}$  до  $10^{-7}$  Гн и ниже:

$$L_{ост. вых} = \frac{R_n^2 E_{вых}}{2 \zeta U_c^2},$$

где  $E_{вых}$  - энергия выходного импульса;  $R_n$  - сопротивление нагрузки;  $U_c$  - амплитуда зарядного напряжения выходного накопителя;  $\zeta$  - коэффициент передачи энергии в звене сжатия.

При коммутации столь больших мощностей в наносекундном диапазоне длительностей импульсов паразитные индуктивности накопителей звеньев сжатия и элементов их электрического подсоединения становятся соизмеримыми с индуктивностями насыщения магнитных ключей, а для выходного звена могут превышать последние и тем самым определять уровень коммутируемой мощности и значения коэффициентов сжатия МПИ.

Величина остаточной индуктивности магнитного ключа

$$L_{ост. вых} = \xi \frac{\mu_0 \mu_n S N^2}{\mathcal{F} D_{ср.}}$$

где

$$\xi = \frac{L_k}{L_{мк}},$$

а  $L_k$  - суммарная конструктивная индуктивность разрядного контура накопителя звена сжатия при насыщении магнитного ключа;  $L_{мк}$  - индуктивность насыщения магнитного ключа;  $\mu_0$  - магнитная проницаемость вакуума;  $\mu_n$  - относительная магнитная проницаемость ферромагнитного сердечника магнитного ключа в насыщенном состоянии;  $\mathcal{F}$  - поперечная площадь сечения сердечника;  $N$  - число витков обмотки магнитного ключа;  $D_{ср.}$  - средний диаметр сердечника.

Уменьшение паразитных индуктивностей звеньев сжатия в разработанном МПИ достигнуто применением крупногабаритных сердечников для магнитных ключей, аксиально-симметричной компоновкой элементов звена сжатия, уменьшением индуктивности подключения конденсаторов накопителя, применением составного накопителя из большого числа малоиндуктивных импульсных конденсаторов и составных обмоток из большого числа параллельно включенных витков.

Величина выходной энергии звена сжатия определяется амплитудой зарядного напряжения накопителя и конструктивными параметрами:

$$E_{вых} = 2 \zeta \xi \zeta_c^2 \frac{\mu_0 \mu_n S N^2}{\mathcal{F} D_{ср} R_n^2}.$$

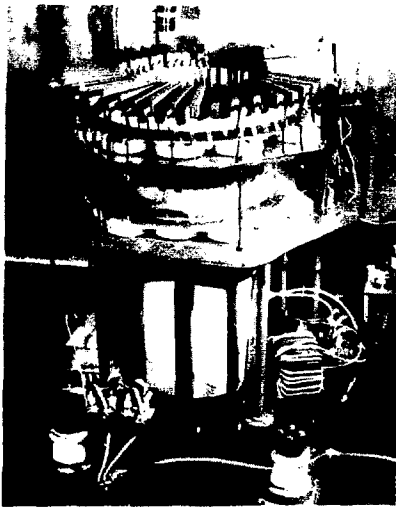
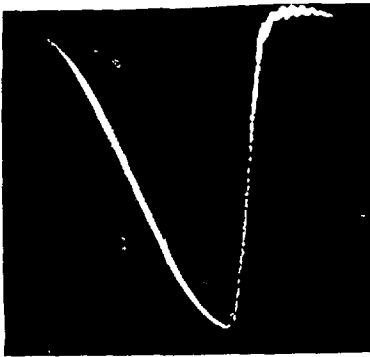
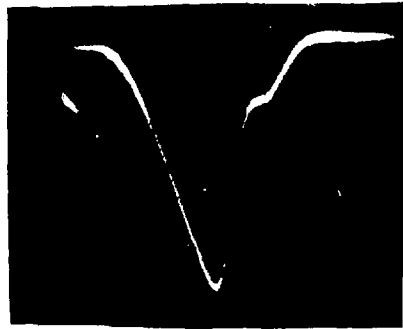


Рис.1. Внешний вид МГИ.

Рис.2. Осциллограммы импульсов напряжения:  
 а. накопителя первого звена сжатия, масштаб по вертикали (м.в.) - 5,6 кВ/кл., масштаб по горизонтали (м.г.) - 2 мкс/кл.  
 б. накопителя второго звена сжатия, м.в. - 6,3 кВ/кл., м.г. - 0,5 мкс/кл.  
 в. накопителя третьего звена сжатия, м.в. - 5,8 кВ/кл., м.г. - 0,5 мкс/кл.  
 г. нагрузки, м.в. - 6,2 кВ/кл., м.г. - 0,1 мкс/кл.



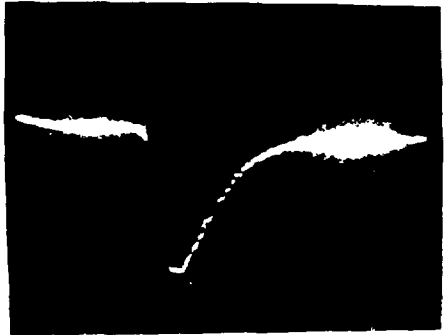
а



б



в



г



Характеристики звеньев сжатия МГИ

Параметр	Первое звено сжатия	Второе звено сжатия	Третье звено сжатия
$C_{\text{накопителя}}$	313	262	216
$L_{\text{ост. н.т. зв. сжатия}}$	2680	80	20
$K^1$	5,3	3,2	2,0
$\eta$	0,64	0,83	0,76

Разработанный мощный трехзвенный МГИ наносекундного диапазона содержит звенья сжатия типа А. Внешний вид генератора представлен на рис.1. Генератор накачки собран на импульсном водородном тиратроне ТТИ-2500/50 по схеме с полным разрядом накопителя на звенья магнитного сжатия. Магнитные ключи 1-го и 2-го звеньев сжатия выполнены на сердечниках с типоразмером  $\phi 400 \times 160 \times 25$ . Магнитный ключ выходного звена выполнен на 2-х сердечниках  $\phi 630 \times 440 \times 25$ , его обмотка содержит 4 $\phi$  параллельно соединенных витков.

В накопителе первого звена сжатия использованы конденсаторы К75-35-0,024 мкФ - 50 кВ общей емкостью 0,32 мкФ. Накопители второго и третьего звеньев сжатия собраны на слюдяных конденсаторах КИ5-10-0,015 мкФ - 50 кВ. Общая емкость накопителя второго звена составляет 0,32 мкФ, третьего звена - 0,24 мкФ. В качестве эквивалента нагрузки на выходе магнитного генератора параллельно подключены 4 $\phi$  резисторов ТВО-60-24 Ом, которые расположены аксиально-симметрично по периметру сердечника.

Генератор позволяет получить на активной нагрузке 0,5 См импульс напряжения амплитудой 26,5 кВ, импульсной мощностью 1,4 ГВт, энергией в импульсе 170 Дж, длительностью 160 нс на уровне 0,5 амплитуды, осциллограммы импульсов напряжения в звеньях сжатия представлены на рис.2. Общий коэффициент сжатия по току составляет 34. Коэффициент передачи энергии 0,54. В таблице представлены основные характеристики звеньев сжатия.

Достигнутое высокое значение выходной импульсной мощности на низкоимпедансной нагрузке позволяет использовать импульсные тиратроны в оптимальном для их работы микросекундном диапазоне длительностей импульсов и снизить их токовую нагрузку.

Дальнейший прогресс в повышении импульсной мощности МГИ связан с использованием аморфных магнитных материалов для изготовления сердечников магнитных ключей. Это позволит повысить эффективность систем магнитного сжатия за счет более высоких характеристик материала и повышения качества изготовления сердечников большого диаметра.

#### Л и т е р а т у р а

1. Долбялов Г.Э., Назача В.И., Саранцев В.И., Сидоров А.И. ПТС, 1987, № 5, с.38.
2. Вахрушин С.И., Гуприянов А.П., Ермель В.Ф., Яковлев А.И. Труды 4 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дуна, СибИ, 1987-1988, 1987, т.1, с.306.

РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОМБИНИРОВАННОЙ ПОСТАНОВКИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ

Е.П.Лидков, Г.В.Мазуркевич, Р.В.Полякова, Б.Н.Хоромский,  
И.А.Шелаев, И.П.Юдин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для проведения численного анализа пространственного распределения поля сверхпроводящих (СП) магнитов перспективным является использование комбинированной постановки магнитоэтической задачи. Эта методика расчета полей магнитных систем основана на применении граничных интегральных уравнений теории потенциала, определенных на поверхности вспомогательной области, для точного учета поведения магнитного поля на бесконечности. Возникающие при этом краевые задачи внутри вспомогательной области, содержащей исходную магнитную систему, решаются сеточными методами, при этом условия на границе (значения потенциалов на границе) находятся из решения указанных интегральных уравнений. Расчеты проведены с помощью специализированного модульного комплекса программ МОКЭИ [1], созданного для решения поставленной задачи. Алгоритм показал эффективность разработанных программ для расчета как двумерных, так и трехмерных полей в случае систем с сильным насыщением и особенно для "открытых" систем. В работе представлены результаты расчета СП поворотного магнита УЛ-ускорителя-синхротрона СМБН на энергию 1,5 ГэВ по протонам, комплексные испытания которого проводятся в Лаборатории высоких энергий СМБН [2,3].

I. Математическая постановка задачи

Используем уравнения относительно двух скалярных потенциалов  $u_1, u_2$ :

$$\begin{aligned} \nabla^2 u_1 &= -\nabla^2 u_1(x), & x \in \Omega_1, \\ \nabla^2 u_2 &= \nabla^2 u_2(x), & x \in \Omega'_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Omega'_2$  - область вакуума (см. рис.1), содержащая бесконечно удаленную точку,  $\Omega_1 \cup \Gamma_0 \cup \Omega'_2 = R^3$ ,  $\Gamma_0$  - граница ферромагнетика. Поле  $\vec{H}_0$ , созданное током плотности  $\vec{j}_0$ , протекающим по обмоткам  $\Omega_A$ , вычисляем, например, по формуле Био-Савара-Лапласа:

$$\vec{H}_0 = \frac{1}{c} \int_{\Omega_A} \frac{\vec{j}_0(x-x_A)}{|x-x_A|^3} dx_A, \quad \int_{\Omega_A} \vec{j}_0(x) dx = 0. \quad (2)$$

Стационарные уравнения Максвелла для магнитоизотропных сред при использовании (1),(2) преобразуются в систему уравнений [4]:

$$-\sum_{i=1}^3 \frac{d}{dx_i} \left( \mu \frac{d}{dx_i} u_1 \right) = 0, \quad x = (x_1, x_2, x_3)^T \in \Omega_1, \quad (3)$$

$$-\Delta u_2 = 0, \quad x \in \Omega'_2, \quad (4)$$

дополненную условиями на границе раздела сред  $\Gamma_0$ :

$$\frac{\partial u_1}{\partial n_1} - \frac{\partial u_2}{\partial n_2} = \psi(x) = -(\vec{H}_0, n_1), \quad (5)$$

$$u_1 - u_2 = -\phi(x) = -\int_{x_0}^x (\vec{H}_0, n_1) d\vec{r}, \quad x \in \Gamma_0.$$

Здесь  $\frac{\partial u_i}{\partial n_i}$  - конормальные производные:

$$\frac{\partial u_i}{\partial n_i} = \sum_{j=1}^3 \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \cos(\bar{x}_j, \bar{n}_i) \quad i=1,2,$$

причем при  $x \in \Omega_2'$  полагаем  $\mu = 1$ ,  $\bar{c}$  - вектор касательной к  $\Gamma_0$ ,  $x_0$  - произвольная точка поверхности  $\Gamma_0$ . Предполагаем, что выполнено условие на бесконечности

$$u_2(x) = o\left(\frac{1}{|x|^2}\right), \quad |x| \rightarrow \infty. \quad (6)$$

Для точного учета условия (6) помещаем нелинейную среду во вспомогательную область  $\Omega_3$  (рис.1), на границе  $\Gamma$  которой записываем краевое условие интегрального типа, эквивалентное (6) [5]:

$$(E + K)u_2 = L \frac{\partial u_2}{\partial n_3}, \quad x \in \Gamma, \quad (7)$$

где  $E$  - единичный оператор, а интегральные операторы  $K$  и  $L$  задаются соотношениями

$$Ku = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \frac{\cos((x_p - x), n_3)}{|x_p - x|^2} u(x_p) d\sigma_p,$$

$$L\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \frac{1}{|x_p - x|} \varphi(x_p) d\sigma_p.$$

В области  $\Omega_2 = \bar{\Omega}_3 \setminus \bar{\Omega}_1$  сохраняем уравнение (4). Определим на  $\Gamma$  операторы  $S_2^{-1} = L^{-1}(E+K)$  и  $S_1^{-1}$ . Оператор  $S_1^{-1}$ , определенный при  $\varphi = 0$  в (5), отображает краевое значение функции  $u$ , определенной на границе  $\Gamma$ , в конормальную производную решения задачи Дирихле для оператора (3),(4),(5) в области  $\Omega_3$  [5] с данным краевым значением  $u(x)$ ,  $x \in \Gamma$ . Оператор  $S_1$  называется нелинейным оператором Пуанкаре-Стеклова.

Решение задачи (3),(4),(5) с граничным условием (7) сводится к решению операторного уравнения [5]

$$S_1^{-1}u_2 + S_2^{-1}u_2 = 0, \quad x \in \Gamma, \quad (8)$$

определенного на границе вспомогательной области.

Следующие свойства функции  $\mu(x, |v|)$  гарантируют существование и единственность решения уравнения (8)

$$(x \in \Omega_1; t, r \in [0, \infty)) \quad [5]: \quad (9)$$

$$\mu(x, t)t - \mu(x, r)r \geq m(t-r), \quad t > r, \quad m > 0,$$

$$|\mu(x, t)t - \mu(x, r)r| \leq M|t-r|.$$

При выполнении свойств (9) уравнение (8) может быть решено [5] методом простой итерации, методом Ньютона и методами, основанными на минимизации функционала.

#### 2. Алгоритм решения

Метод простой итерации решения задачи (8), реализованный в комплексе программ МОКЗИ, выглядит следующим образом:

$$y_{n+1} = (1-\tau)y_n + \tau S_2 S_1^{-1} y_n, \quad (10)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  - разностные аналоги операторов Пуанкаре-Стеклова из (8). Алгоритм решения включает в себя следующие этапы (рис.2):

I этап. Вычисление вектора  $v = S_1^{-1} y_n$ . Его осуществляет программа QLEBМЗ, которая решает нелинейную задачу (3), (4), (5) в области  $\Omega_3$  с граничным условием Дирихле на  $\Gamma_3: u_2(x) = y_n(x)$ ,  $\bar{x} \in \Gamma_3$  и вычисляет вектор

$$\bar{v}(\bar{x}) = \frac{du_2(\bar{x})}{d\bar{y}_3}, \quad \bar{x} \in \Gamma_3.$$

Отметим, что для решения задачи (3), (4), (5) наряду с итерационными алгоритмами по схеме сквозного счета применимы и итерационные алгоритмы метода разделения области, которые поддаются эффективному распараллеливанию.

II этап. Вычисление вектора  $y_{n+1/2} = S_2 v$ . На этом этапе решается граничное интегральное уравнение (ГИУ)  $(E + K)y_{n+1/2} = LV$  на поверхности вспомогательной области и находится вектор  $y_{n+1/2} = (E + K)^{-1} LV$ . Это осуществляет программа ВІРFSМЗ. В ней реализован эффективный алгоритм решения ГИУ на поверхности параллелепипеда, который по требуемой памяти и числу арифметических действий не превосходит соответствующие характеристики для методов, используемых на этапе I. Отметим, что используемый алгоритм решения ГИУ также поддается эффективному распараллеливанию [6].

III этап. Релаксация  $y_{n+1} = (1 - \tau)y_n + \tau y_{n+1/2}$  и возвращение на этап I.

В комплексе программ МОКЗИ предусмотрено также использование последовательности сеток. В этом случае решение, полученное на грубой сетке, используется в качестве начального приближения для решения на более мелкой сетке.

В состав комплекса программ входит программа КОFLDO, которая вычисляет магнитное поле  $\vec{H}_0$  от токовых обмоток и функции  $\psi(\vec{H}_0(\bar{x}))$  и  $\varphi(\vec{H}_0(\bar{x}))$  из (5), определенные на поверхности ферромагнетика.

### 3. Результаты моделирования

С помощью описанного выше метода, реализованного в комплексе программ МОКЗИ, были проведены расчеты пространственного распределения поля дипольного магнита синхротрона СПИИ с обмоткой, изображенной на рис.1а (с параметрами  $L = 2,04 \cdot 10^{-1}$  м,  $A = 5,4 \cdot 10^{-2}$ ,  $\delta = 4 \cdot 10^{-3}$  м,  $r = 5,5 \cdot 10^{-2}$  м). Магнитные свойства ядра описаны в работе [3], где приведена использованная здесь таблица зависимости  $\mu = \mu(|\vec{H}|)$ .

Расчеты проводились на последовательности сеточных областей  $(L_2, L_2, 7) \rightarrow (23, 23, 17) \rightarrow (45, 45, 25)$  с использованием решения, полученного на грубой сетке в качестве приближения для решения на более мелкой. Такая организация вычислительного процесса дает выигрыш по времени счета в 1,5 + 2 раза по сравнению с использованием только одной сетки (45, 45, 25). Выход из итерационного процесса на каждой сетке происходил, когда величина

$$\varepsilon = \left[ \left( \sum_{i \in \Gamma_3^h} |y_{n+1}^i - y_n^i|^2 \right) / \left( \sum_{i \in \Gamma_3^h} |y_{n+1}^i|^2 \right) \right]^{1/2}$$

достигала значения  $10^{-3}$ . Время счета на ЭМ ЕС-1061 для третьей сетки изменялось в зависимости от тока в обмотке магнита от 30 мин для тока 500 А до 70 мин для тока 2500 А. В этом случае число неизвестных в расчетной области равнялось  $N_3 = 5 \cdot 10^4$ . Отметим, что в большей части апертуры достаточно высокая точность расчетов получается уже на второй сетке, где число неизвестных составляет  $N_2 = 6 \cdot 10^3$ , а время счета меняется от 3 до 9 мин в том же диапазоне изменения токов. Представление с характере сходимости решений на трех сетках дает таблица I, где точка (0,0,19.8) соответствует торцу ферромагнетика.

Таблица I

Ток в витке составляет 500 А					
	$H(0,0,0)T$	$H(0,0,14.85)T$	$H(0,0,19.8)T$	$H(0,0,24.75)T$	
сетка	I	0,5485	0,5500	0,5536	0,0873
	II	0,5483	0,5477	0,5162	0,0734
	III	0,5482	0,5470	0,4706	0,0687

Ток в витке равен 2000 А					
	$H(0,0,0)T$	$H(0,0,14.85)T$	$H(0,0,19.8)T$	$H(0,0,24.75)T$	
сетка	I	2,1454	2,1457	2,1583	0,3348
	II	2,1489	2,1404	2,0109	0,2818
	III	2,1500	2,1388	1,8304	0,2632

## а) Распределение поля при слабом насыщении ярма

Результаты расчетов магнитного поля при токе в витке обмотки 500 А, что соответствует слабому насыщению ярма, представлены на рис.3, 4, 5 (кривые I). На рис.3 показаны отклонения от однородного магнитного поля при удалении от оси магнитной системы  $(0,0,z)$  внутри апертуры и на торцах магнита. Ось данной магнитной системы характерна тем, что на ней отлична от нуля только одна компонента поля -  $H_y$  (рис.5в, кривая I), которая постоянна на больших расстояниях от торцов магнита и равна значению в точке  $(0,0,0)$ . Все отклонения от однородного поля на рис.3 (далее на рис.4 и рис.5) выражены в процентном отношении к этой величине  $H_0 = H_y(0,0,0)$  при токе в витке обмотки 500 А и  $H_0 = 0,5483$  Т.

На рис.3 оси магнитной системы соответствуют кривые I. Распределение  $H_x$  и  $H_z$  компонент поля по  $z$  при удалении от оси дипольного магнита представлено на рис.3 кривыми II и III. Распределение неоднородности поля  $(H_y - H_0)/H_0$  по апертуре магнита показано на рис.5а,б. Сплошная кривая I на рис.5а представляет поведение поля в зависимости от  $x$  при  $y = 0$  в центральной плоскости ( $z = 0$ ), а пунктирная кривая I - аналогичную зависимость в плоскости, близкой к торцу магнита ( $z = 18,565$  см). Для этих же плоскостей на рис.5б показана зависимость магнитного поля от  $y$  при  $z = 0$ .

## б) Распределение поля с учетом насыщения ярма

Расчеты проводились при следующих значениях тока в витке обмотки: 500, 1000, 1500, 2000 и 2500 А. Кривые I,II,III на рис.4 и рис.5 представляют изменения неоднородностей поля при насыщении железного сердечника. Зависимость поведения компонент поля от  $z$  для трех значений тока в витке обмотки 500, 2000 и 2500 А показана на рис.4а,б и рис.5в. Для этих же значений тока на рис.5а,б показано радиальное распределение неоднородности поля в плоскостях  $z=0$  и  $z = 18,565$  см.

В табл. приведены значения величины магнитного поля в среднем сечении ( $z = 0$ ) в окрестности оси магнитной системы ( $R \leq 2,5 \cdot 10^{-2}$  м), полученные с помощью программы MAG3I, MAGSYS [7], GRIDS (двумерное приближение) [8], а также экспериментальные значения (относительная точность экспериментальных значений  $1 \cdot 10^{-3}$ ).

Таблица 2

Ток (А)	Эксперимент H(T)	MAGSYS H(T)	MOX3I H(T)	GRIDS H,T
500	0,539	0,5379 <sup>x)</sup> 0,5465 <sup>xx)</sup>	0,548I	0,5482
1000	1,08	1,068 <sup>x)</sup> 1,081 <sup>xx)</sup>	1,096	1,0965
1500	1,62	1,856 <sup>x)</sup> 1,898 <sup>xx)</sup>	1,64I	1,6426
2000	2,15	2,102 <sup>x)</sup> 2,145 <sup>xx)</sup>	2,150	2,1619
2500	-	2,526 <sup>x)</sup> 2,576 <sup>xx)</sup>	2,597	2,5945

x) - разбиения 1/8 ядра на 48 элементов

xx) - более мелкое разбиение

Большой интерес представляет такая характеристика магнитной системы, как эффективная длина:

$$l_{\text{eff}} = \frac{1}{H_0} \int_{-\infty}^{\infty} H_y(0,0,z) dz. \quad (\text{II})$$

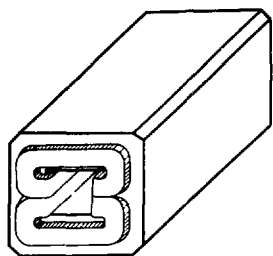
Таблица 3

I, A	$l_{\text{eff}}$ , см	$\Delta l_{\text{eff}}$ , %
500 A	43,9	0
1000 A	43,2	1,8
2500 A	42,7	2,8

в табл. 3 приведены вычисленные по результатам моделирования с помощью MOX3I величины эффективной длины диполя  $l_{\text{eff}}$  (при  $x=0, y=0$ ) для различных значений токов в ОП-обмотке и их относительные отклонения от  $l_{\text{eff}}$ , вычисленной для малых величин тока (500 А). Видно, что процессы насыщения железного сердечника при увеличении поля в магните могут приводить к изменению  $l_{\text{eff}}$  более чем на 2%. Приведенное в табл. 3  $l_{\text{eff}} = 43,9$  см можно сравнить с измеренным [3] экспериментальным значением  $l_{\text{eff}} = 43,7$  см, измеренным при малых величинах поля. Дальнейшее развитие методики расчетов трехмерных нелинейных магнитных систем, использованной в данной работе, связано с развитием функционального наполнения программного модуля QUBENZ [5], который для каждой заданной на границе вспомогательной области функции  $u$  находит ее нормальную производную  $dy/dn^2$  и с помощью которого осуществляется этап I итерационного процесса (IC).

По сравнению с программами GFUN3D и MAGSYS, с помощью которых проводился анализ поля ОП-диполя в работах [7,9], MOX3I дает возможность: а) проводить расчеты на последовательности сеток, что позволяет контролировать точность расчетов в процессе вычислений при отсутствии экспериментальных данных, уменьшая суммарное время счета; б) находить результирующее поле сразу на большом массиве точек (около  $5 \cdot 10^4$  точек, в том числе  $1,5 \cdot 10^4$  в железном сердечнике) для последующего применения карты поля в программах, моделирующих движение пучка частиц в ускорителе; в) изменять функциональное наполнение (как в сторону усложнения, так и в сторону упрощения) основных модулей комплекса

независимо друг от друга с целью наиболее полного использования специфики структурных характеристик магнитной системы. В частности, для решения дифференциальной задачи могут быть использованы как метод конечных разностей, так и метод конечных элементов, а краевое условие на бесконечности может быть аппроксимировано на сетке, не зависящей от внутреннего разбиения. Следует также отметить, что поле от источника тока в вакууме необходимо вычислять лишь на двумерной поверхности ферромагнетика один раз до начала расчетов. Под развитием функционального наполнения мы понимаем возможность описания в QLEEN3 широкого класса магнитных систем и решения возникающей дискретизованной нелинейной задачи Дирихле во вспомогательной области, которая содержит ферромагнетик, достаточно эффективным методом. При этом вся структура комплекса программ МОКЭИ остается без изменений.



а

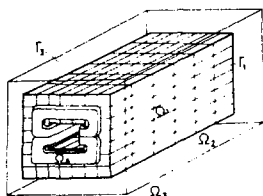


Рис. 1

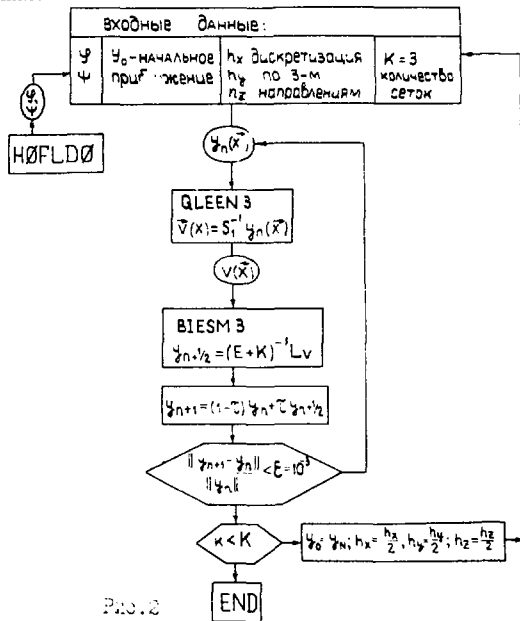


Рис. 2

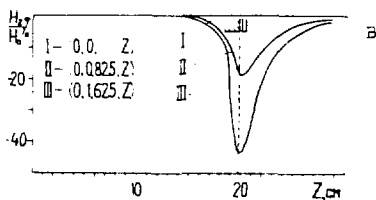
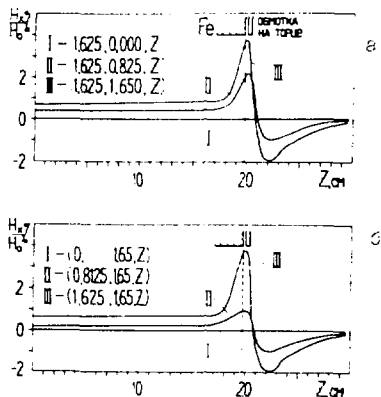


Рис. 3

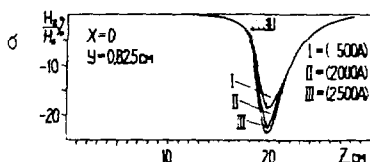
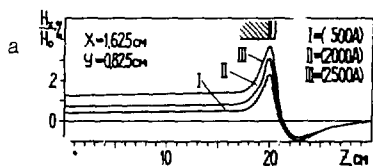


Рис. 4

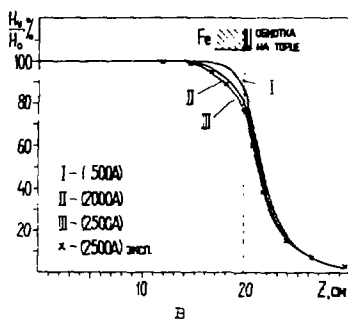
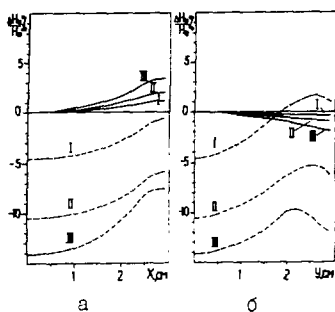


Рис. 5

### Литература

1. Жидков Э.П. и др. Сообщение СМЭИ РИ-86-15, Дубна, 1986.
2. Лелаев И.А., Малин И.П. Сообщение СМЭИ 8-18640, Дубна, 1976.
3. Лелаев И.А. и др. Сообщение СМЭИ 8-88-888, Дубна, 1988.
4. Дойников Н.М. Препринт ИВМОНА 88-8, Ленинград, 1978, с.18.
5. Жидков Э.П. и др. Сообщение СМЭИ РИ-87-501, Дубна, 1987.
6. Грегус М. и др. Сообщение СМЭИ ЕИ-88-481, Дубна, 1988.
7. Борисовская Э.З. и др. Сообщение СМЭИ 9-84-503, Дубна, 1984.
8. Айрян Э.А. и др. Сообщение СМЭИ РИ-86-88, Дубна, 1986.
9. Борисовская Э.З. и др. Сообщение СМЭИ 88-81-88, Дубна, 1988.



МНОГОВИТКОВЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ СЕПТУМ-МАГНИТ  
С ЭКРАНИРУЮЩЕЙ ПЕРЕГОРОДКОЙ

В.Н. Андреев, О.В. Курнаев, В.Д. Рудько  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

ВВЕДЕНИЕ

В действующих ускорителях заряженных частиц на высокие энергии в системах однобортного ввода-вывода, как правило, применяются одновитковые импульсные септум-магниты, конструкции которых можно назвать классической (рис. 1). Внутренний проводник 2 одновитковой обмотки возбуждения изолирован от магнитопровода 1. Фронтальный проводник (септум) 3, закрывающий магнитный зазор, примыкает непосредственно к магнитопроводу без изоляции и крепится к нему с помощью узлов 4. Магнит располагается в вакуумном боксе 5.

Отсутствие в области септума изоляционных промежутков облегчает получение высокооднородного магнитного поля в апертура магнита и обеспечивает пренебрежимо малое поле рассеяния с наружной стороны септума в области циркулирующего пучка. Кроме того, исключение изоляции фронтального проводника решает проблему его радиационной стойкости и, следовательно, повышает надежность конструкции в целом.

Основной недостаток классической конструкции очевиден. Для возбуждения поля с величиной индукции  $B$  в магните с высотой зазора апертуры  $h$  требуется ампер-витки равны  $1/$

$$I \cdot n = B h / \mu_0$$

где  $I$  - ток возбуждения,  
 $n$  - количество витков обмотки,  
 $\mu_0$  - магнитная проницаемость вакуума.

Таким образом, для одновитковой обмотки ток возбуждения максимален и на практике составляет десятки килоампер для получения поля на уровне 1-1,5 Тл. Это обстоятельство существенно усложняет проблему создания импульсной системы питания, в особенности при значительном удалении магнита от питающего генератора, как, например, у ДД, где соответствующее расстояние достигает 400 км. Одно из решений этой проблемы состоит в применении спланирующего импульсного трансформатора. При этом система питания и линия передачи могут быть спроектированы на наиболее оптимальные соотношения токов и напряжений. Однако использование импульсного трансформатора в силовой цепи возбуждения септум-магнита удорожает систему питания и ухудшает ее массогабаритные показатели.

В настоящей работе описаны результаты исследования по созданию многовиткового импульсного септум-магнита, у которого обмотка возбуждения размещена на ядре магнитопровода, а роль септума выполняет экранящая перегородка, примыкающая к зазору магнита.

Очевидно, что толщина экранящей перегородки должна быть существенно больше, чем глубина проникновения поля на частоте тока возбуждения магнита, которая определяется по формуле  $1/2$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi f \mu_0 \sigma}}$$

где  $\delta$  - глубина проникновения поля,  
 $f$  - частота тока возбуждения,  
 $\gamma$  - проводимость материала перегородки,  
 $\mu_0$  - магнитная проницаемость вакуума.

Для типичной частоты возбуждения 1 кГц ( точнее, для основной гармонической спектра импульса тока возбуждения ) глубина проникновения составляет для меди около 2 мм.

Для полного экранирования необходимо брать толщину перегородки примерно в 4-5 раз больше, т.е. 8-10 мм.

Измерения магнитного поля, проведенные на однометровой модели, показали, что качество поля внутри апертуры магнита и величина рассеянного поля вне апертуры мало отличаются от соответствующих характеристик септум-магнита классической конструкции.

Использование экранирующей перегородки, не соединенной с основной обмоткой возбуждения, дает удобные возможности для размещения вакуумной камеры внутри апертуры магнита, что для септум-магнитов УНК сняло бы ряд ограничений. Дальнейшие исследования септум-магнитов нового типа проводились на полномасштабной модели длиной 3 метра, разработанной и изготовленной в ИФЭЭ.

## 1. КОНСТРУКЦИЯ МАГНИТА

Септум-магнит ( рис. 2 ) состоит из магнитопровода 1, четырехвитковой обмотки возбуждения 6, вакуумной камеры 3 с встроенным в нее септумом-экраном 2, двух короткозамкнутых витков 7, элементов крепления 4, 8 и токоввода 9.

Магнитопровод С-образной формы изготовлен из листов электротехнической стали марки 2411 толщиной 0,5 мм. Листы, покрытые изоляционной фосфатной пленкой, склеены в блоки толщиной 49 мм. Магнитопровод стянут четырьмя шпильками из термообработанной стали 40Х, изолированными стеклотентой с последующей протиткой эпоксидным компаундом.

Обмотка возбуждения выполнена съемной и имеет во фронтальной проекции вид упрощенной цифры 8. Материал обмотки - медная труба квадратного сечения 12,5x12,5 мм с каналом для водоохлаждения диаметром 7,5 мм. На сформованную с помощью специального приспособления обмотку накладывается изоляция из стеклотекстолита, пропитанной эпоксидным компаундом. Пропитка и отверждение производится в форме, придающей обмотке окончательные размеры. Обмотка жестко закреплена на магнитопроводе при помощи прижимных плоских пружин и металлических накладок.

Вакуумная камера выполнена из немагнитной нержавеющей стали марки А18-8 (12Х18Н10Т) толщиной 0,5 мм. Для изготовления вакуумной камеры была разработана оснастка, позволяющая выполнить предварительную ( механическую ) и окончательную ( гидравлическую ) формовки.

Септум, представляющий собой медную шину толщиной 10 мм, вставлен внутрь вакуумной камеры и делит ее на две области: наружную - для циркулирующего пучка и внутреннюю - для отклоняемого пучка.

Септум изолирован от вакуумной камеры слоем радиационно стойкой неорганической изоляции из окиси алюминия толщиной 0,15 мм, нанесенной методом плазменного напыления. Покрытия такого рода весьма перспективны в конструкциях магнитных элементов ускорителей /3/.

Импульсное поле септум-магнита возбуждает в стенках вакуумной камеры вихревые токи, вызывавшие нагрев камеры и искажающие поле в зазоре магнита /4/. Чтобы свести к минимуму эти эффекты, камера сделана тонкой и гофрированной. Наличие гофров одновременно способствует механической жесткости вакуумной камеры. Максимальная деформация откачанной камеры в точке наибольшего прогиба не превышает 0,25 мм.

Основные параметры магнита сведены в таблицу.

Таблица

Наименование	Единица измерения	Значение параметра
Длина по железу	мм	3000
Ширина зазора	мм	70
Высота зазора	мм	70
Полезная апертура	мм х мм	40 х 40
Толщина септума	мм	10
Индуктивность магнита	мкГн	80
Сопротивление обмотки	МОм	4
Максимальная индукция поля в зазоре	Тл	0.5
Амплитуда тока возбуждения	КА	7

## 2. МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Магнит испытывался на стенде, оснащенном импульсным источником питания и магнитометрической аппаратурой с использованием микроЭВМ. Импульсы возбуждения - синусоидальной формы длительностью 1 мс, период повторения - 6 с.

В основу магнитных измерений положен индукционный метод. Чтобы снять жесткие требования к стабильности тока возбуждения, использован принцип нормировки измеряемого сигнала магнитного поля к току возбуждения.

На рис. 3 представлена блок-схема магнитометра. Индукционный датчик Д1 формирует сигнал, пропорциональный производной тока в магните, датчик Д2 (проводочная петля длиной 4 м и шириной 1 мм) - сигнал, пропорциональный производной магнитной силы. Петля закреплена с обоих торцов магнита на каретках и может перемещаться в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Дискретность перемещения - 1 мм, точность установки на заданную координату 0,1 мм. Перемещение осуществляется шаговыми двигателями типа ШДР-711. Координаты датчика задаются оператором через терминал микроЭВМ.

Сигналы напряжения с датчиков интегрируются двумя идентичными интеграторами, помещенными в общий пассивный термостат. После интегрирования сигналы с помощью АЦП развертывающего типа передаются в микроЭВМ, которая вычисляет их отношение. Кроме того, микроЭВМ в каждом цикле измерения учитывает дрейф "нуля" и производит калибровку АЦП, что существенно повышает точность аппаратуры. Разрешение измерительного тракта находится на уровне 0,001% при величине сигнала на входе АЦП около 10 В. Данные измерений выводятся на терминал в виде абсолютных значений, их отношений и средних арифметических значений за несколько циклов. МикроЭВМ выполнена на основе процессора серии К580 с минимальной конфигурацией системы, необходимой для магнитометра.

При работе магнита в номинальном режиме в вакуумной камере от вихревых токов выделяется мощность около 200 Вт. Нагрев камеры вызывает увеличение ее электрического сопротивления и, как следствие, ослабление экранирующего эффекта, что приводит к росту величины поля в зазоре магнита (внутри камеры). Кривая, приведенная на рис. 4, наглядно демонстрирует этот процесс во времени. На начальном участке (первые 20 мин после включения) температура камеры быстро растет, поскольку масса камеры мала и она изолирована от магнитотрасса. В дальнейшем рост температуры камеры определяется нагревом массивного магнитотрасса (магнит испытывался без охлаждения). Относительное изменение магнитного поля при этом составило величину около 0,3%.

Для исключения температурных эффектов измерение распределения поля в магните проводилось после длительного прогрева. По результатам первых измерений конструкция была дополнена двумя Т-образными перемычками, соединяющими торцевые концы септума с верхним и нижним КЗ-витками и корректирующими элементами, показанными на рис. 2 штриховыми линиями. Это повысило однородность поля в зазоре и

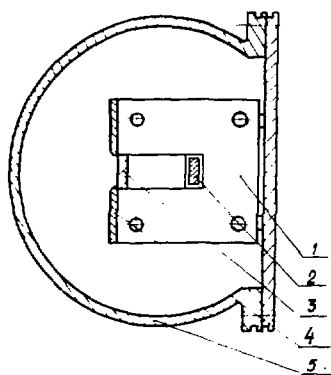


Рис.1. Поперечное сечение септум-магнита классической конструкции.

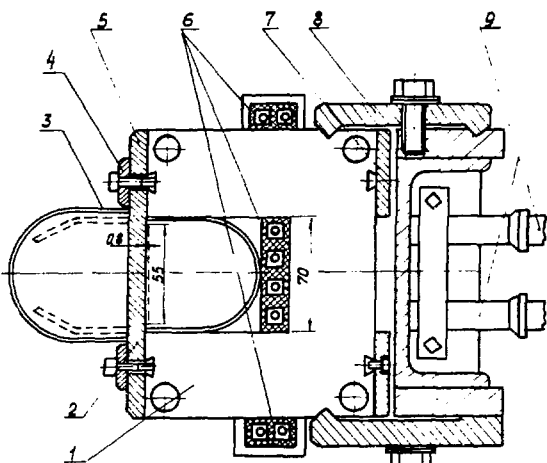


Рис.2. Поперечное сечение четырехполюсного септум-магнита с экранирующей перегородкой.

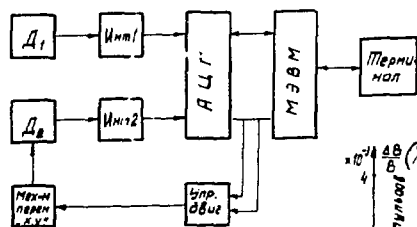


Рис.3. Блок-схема магнитометра

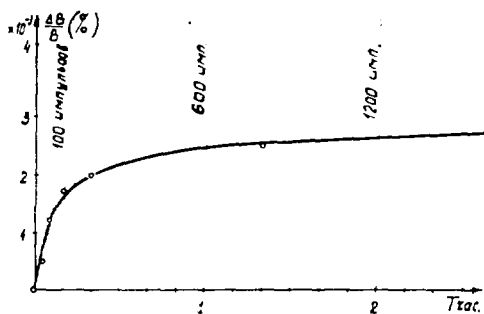


Рис.4. Относительное изменение магнитного поля в зазоре с ростом температуры.

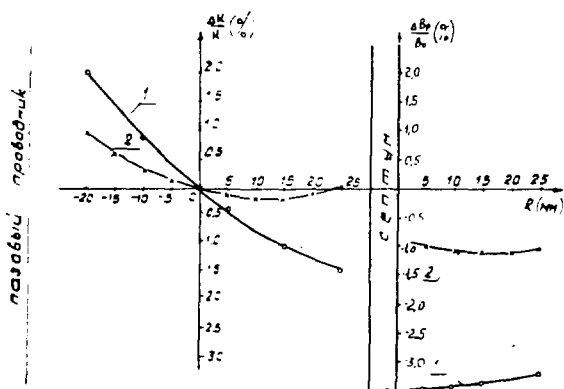


Рис.5. Распределение магнитной силы в зазоре и поля рассеяния: 1- без коррекции, 2- с коррекцией.

ослабило поле рассеяния, что иллюстрируется на рис. 5, где показано распределение магнитной силы в зазоре и поля рассеяния.

Нетрудно видеть, что, отделив на  $10+15$  мм от центра рабочей апертуры пазовый проводник, можно добиться однородности поля во всей апертуре не хуже 0,3%.

Магнитная сила поля рассеяния на координате 30 мм от септума составляет 0,2% от соответствующей величины в зазоре, что в большинстве случаев укладывается в требования к полям рассеяния септум-магнитов.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и испытан импульсный многовитковый септум-магнит оригинальной конструкции. В рабочей области достигнута однородность интегрального поля лучше 0,4%. Не представляет трудностей довести эту величину до 0,3%. Интегральное поле рассеяния не превышает 0,2% от величины поля в зазоре. Многовитковая обмотка возбуждения позволяет оптимальным образом выбрать параметры системы питания магнита.

Наличие встроенной вакуумной камеры снимает проблемы откачки и значительно упрощает технологию изготовления магнита. Однако при таком техническом решении выявились и ряд трудностей. Металлическая камера искажает магнитное поле в рабочей области апертуры магнита, причем это искажение зависит от температуры камеры, которая разогревается вихревыми токами. Гофрированная камера может привести также к нежелательному увеличению импеданса связи с пучком ускоренных частиц.

Следует отметить, что встроенная вакуумная камера является желательным, но не обязательным элементом конструкции магнита. Он может размещаться и внутри вакуумного бокса.

В качестве изоляции обмотки можно использовать керамические элементы. Вакуумные проблемы при таком решении усложняются, но все же являются технически разрешимыми.

В заключение авторы выражают благодарность Гормакову В.С., Полтеву А.А., Вакуруну Ю.В. за активное участие в решении конструкторских и технологических проблем при создании магнита, Кожунову Е.В. за участие в сборке и наладке испытательного стенда, а также Дорофееву А.И. и Шелекову И.А. за помощь по специальной технологии изолировки септумных шин.

### Литература

1. Keizer R.L. Dipole septum-magnets. CERN 74-13, 1974.
2. Шимони К. Теоретическая электротехника. М., Мир, 1964, с. 453.
3. Keizer R.L., Mottler M. Radiation-resistant magnets. CERN/SPS, 82-05.
4. Tadamishi Kawakubo. New septum-magnet used for beam injection and extraction in ultrahigh vacuum system. IEEE Transaction on Nucl. Sci., 1979, v. NS-26, N 3, p. 3989.

## ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЦИФРОВОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ, СТАБИЛИЗАЦИИ ФАЗЫ ИНЪЕКЦИИ И СИНХРОНИЗАЦИИ С СЕТЬЮ МАГНИТНОГО ЦИКЛА СИНХРОТРОНА ЭКУ-6

С. А. Гусев, В. П. Гончаренко, А. А. Тункин, Ю. Кан

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д. В. Фирсова, Ленинград

В быстрых циклических ускорителях, в основе системы питания которых лежит схема со смещенным резонансом, задача синхронизации с сетью решается за счет дискретного изменения эквивалентной частоты резонансного контура путем формирования в экстремуме тока электромагнита плоского участка. Структура таких систем построена по единой схеме путем включения дополнительного дросселя и двух тиристорных ключей (рис. 1).

Анализ известных систем управления показал, что в них не обеспечивается синфазность момента инжекции относительно фазы питающей сети. Это усложняет задачу оптимизации интенсивности ускоренного пучка.

В данной работе рассмотрена цифровая система управления магнитным циклом синхротрона ЭКУ-6, которая в комплексе решает задачу формирования плато для моноэнергетической растяжки медленного вывода частиц и синхронизации с сетью магнитного цикла с одновременной стабилизацией фазы инжекции относительно заданной фазы питающей сети.

Система управления (рис. ...) содержит блок задания фазы инжекции, который состоит из программного переключателя 1 и схемы цифровой задержки, включающей в себя счетчик 2, триггер 3 и логическую схему "И" 4. Запуск блока задержки осуществляется импульсом нуль-органа 6 в момент перехода через нуль напряжения  $U_c$  питающей сети. Выходной импульс  $U_{\phi}$  блока определяет оптимальный момент инжекции, который задается кодом программного переключателя 1 и частотой генератора 20 импульсов эталонной частоты. Сигнал временного расхождения момента инжекции, определяемый импульсом  $U_1$  относительно заданного, вырабатывается блоком временного дискриминатора, состоящего из логического элемента "ИЛИ" 7, элемента задержки 8, триггеров 9 и 10 и логических схем "И" 11, 12. При этом в зависимости от временных положений импульсов  $U_{\phi}$  и  $U_n$  на выходе схем "И" 11 или 12 вырабатываются импульсы соответствующей длительности. Схема "ИЛИ" 17, формирователь импульса 21, схема "И" 22, триггер 23 образуют блок контроля сигнала отклонения, который вырабатывает на выходе импульс при превышении длительности выходного импульса формирователя 21. Счетчик 26, триггер 29, логические схемы "И" 30 и "ИЛИ" 31, а также счетчик 34, триггер 35, схемы "И" 36 и "ИЛИ" 37 образуют схемы управляемых цифровых задержек и определяют свои состояния: длительность магнитного цикла. Включение тиристорного ключа ТК1 происходит на фронте нарастающего тока  $i_m$  электромагнита в момент  $t_1$  перехода через нуль напряжения  $U_m$  на электромагните импульсом  $U_1$  нуль-органа 19 через схему "ИЛИ" 25. При этом происходит закорачивание электромагнита и формируется плато медленного вывода, длительность которого определяется кодом, записанным в счетчике 34, который совместно с триггером 35, схемой "И" 36 и схемой "ИЛИ" 37 образует схему цифровой задержки. Эта схема запускается импульсом  $U_1$ , а его выходным импульсом  $U_2$  в момент  $t_2$  включается тиристорный

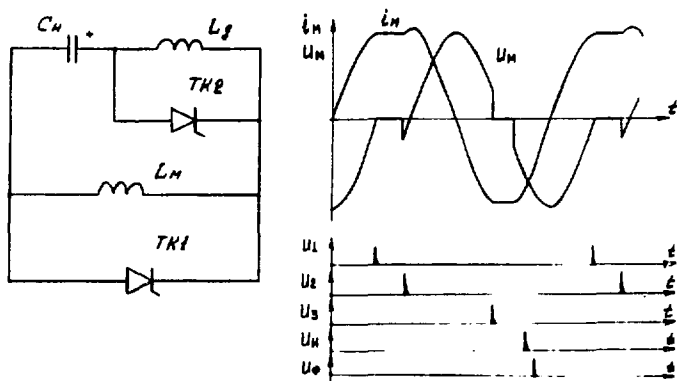


Рис. 1. Структурная схема, диаграммы тока и напряжения и импульсов управления для резонансной системы питания синхротрона в режиме формирования плато вывода и синхронизации с сетью.

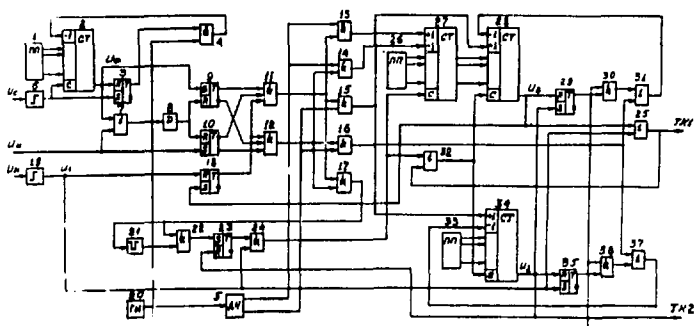


Рис. 2. Блок-схема системы управления, стабилизации фазы инжекции и синхронизации с сетью синхротрона ЭКУ-3.

ключ ТК2. При закорачивании обмотки электромагнита в системе питания образуется дополнительный колебательный контур  $L_g - C_n$  и для включения тиристорного ключа ТК2 и выключения ключа ТК1 напряжение на емкостном накопителе  $C_n$  должно быть положительно относительно катода ТК1. После включения ключа ТК2 происходит закорачивание дросселя  $L_g$  и образуется колебательный контур  $L_n - C_n$ , колебательный процесс в котором продолжается до момента достижения равенства тока  $i_g$  дросселя и тока  $i_m$  магнита. Далее происходит запираание ключа ТК2, и в системе питания образуется колебательный контур  $(L_n + L_g) - C_n$ . Момент  $t_3$  начала формирования плато синхронизации определяется блоком третьей схемы

цифровой задержки, состоящей из счетчика 28, триггера 29, логических схем "И" 30 и "ИЛИ" 31, который запускается импульсом  $U_2$ , а его выходным импульсом  $U_3$  происходит повторное включение тиристорного ключа ТК1. Для включения ключа ТК1 и закорачивания обмотки электромагнита при отрицательной полуволне тока напряжение на емкостном накопителе должно быть отрицательным относительно катода тиристорного ключа ТК1. Длительность плоской части при этом определяется временем перезаряда емкостного накопителя током  $i_g$  дросселя  $L_g$ . После перезаряда накопителя в момент равенства токов  $i_m$  и  $i_g$  ключ ТК1 выключается. В момент  $t_3$  ток  $i_m$  электромагнита должен быть меньше уровня тока инъекции. Далее, при достижении током электромагнита уровня тока инъекции блок временного дискриминатора вырабатывает сигнал отклонения, который модулируется в схемах "И" 13, 15 или 14, 16 выходными импульсами делителя частоты 5 и поступает на соответствующие входы счетчиков 27, 28, 34. Это приводит к изменению длительности магнитного цикла и уменьшению отклонения момента инъекции от заданного в следующем магнитном цикле.

Данная система питания как объект автоматического регулирования является существенно нелинейной. Это, во-первых, связано с тем, что на временные положения импульсов включения и выключения тиристорных ключей наложены ограничения из условий коммутации. Выход этих импульсов из заданной области приводит к нарушению алгоритма работы. Во-вторых, приращение длительности магнитного цикла зависит нелинейно от приращения временных положений импульсов включения тиристорных ключей. Нормальная работа системы питания при больших временных рассогласованиях импульсов  $U_\phi$  и  $U_n$ , которая имеет место при запуске системы, достигается тем, что при помощи программных переключателей 26 и 33 первоначально обеспечивается длительность магнитного цикла, близкая, но не равная периоду напряжения питающей сети. При этом длительность магнитного цикла путем периодической перезаписи кодов импульсами  $U_1$  из программных переключателей 26 и 33 соответственно в счетчики 28 и 34 при помощи блока контроля сигнала отклонения остается постоянной. Это приводит к тому, что происходит плавное перемещение импульсов  $U_n$  относительно  $U_\phi$ . При этом наступает момент, когда перестают вырабатываться импульсы с блока контроля сигнала отклонения. Далее на состояние счетчиков 28 и 34, т.е. и на длительность магнитного цикла, начинает влиять сигнал с временного дискриминатора, т.е. происходит замыкание цепи отрицательной обратной связи. Коэффициент передачи по интегральному закону определяется частотой модуляции входного сигнала счетчика 27, а по пропорциональному — частотой модуляции на входе счетчиков 28 и 34. Изменение длительности магнитного цикла за счет изменения длительности как положительной, так и отрицательной полуволны магнитного цикла гашено из-за ограничений на временные положения импульсов  $U_2$  и  $U_3$ , что позволяет увеличить диапазон регулирования длительности магнитного цикла, т.е. быстродействие.



## ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАТО ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА СИНХРОТРОНА ЭКУ-6 ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ДО 20 МИЛЛИСЕКУНД

В. П. Гончаренко, О. А. Гусев

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д. В. Фремова, Ленинград

Г. А. Мартиросян, В. Ц. Никогосян

Бреванский физический институт

В развитии ускорителей имеются две основные тенденции: первая - увеличение энергии, вторая - увеличение среднего тока и моноэнергетичности ускоренных частиц. Если существенное увеличение энергии ускоренных частиц возможно только при строительстве новых ускорителей, то увеличение среднего тока и обеспечение моноэнергетичности растянутого во времени вывода частиц, что особенно важно для "быстрых" электронных синхротронов, возможно за счет различных технических усовершенствований действующих ускорителей. Увеличения среднего тока ускоренных частиц примерно в 1,5 раза можно достигнуть за счет исключения периодических нестабильностей интенсивности ускоренного пучка путем синхронизации частоты циклов ускорения с частотой питающей сети. Как показал опыт работы на бустере синхротрона У-70 ИФВЭ, период синхронизации должен быть кратен целому числу периодов питающей сети. Обеспечение моноэнергетичности и увеличение длительности медленного вывода частиц достигается за счет формирования в поле электромагнита плато вывода.

Значительный прогресс отечественной элементной базы, в частности высоковольтных силовых тиристорных полупроводниковых тиристоров, способствовал появлению разнообразных схем формирования плато тока в индуктивной нагрузке, основанных на закорачивании цепи тока электромагнита на заданном уровне тиристорным ключом. Изменением момента выключения этого ключа (длительности плато) достигается синхронизация циклов ускорения с сетью (1).

Формирование плато тока для медленного вывода частиц методом шунтирования цепи тока электромагнита при наличии напряжения на емкости резонансного контура приводит к возникновению высокочастотных колебаний в токе магнита, связанных разрядом паразитных емкостей при скачкообразном изменении напряжения электромагнита. Поэтому для синхротрона ЭКУ-6 принят вариант схемы, в которой плато вывода формируется при достижении положительной полуцикловой переменной составляющей тока электромагнита амплитудного значения (нулевое напряжение на электромагните). Принципиальная схема для переменной составляющей тока приведена на рис. 1. На рис. 2 приведены диаграммы тока и напряжения в основных цепях схемы для плато тока длительностью 20 мс. Обозначения, принятые на схеме:  $L_m$  - индуктивность электромагнита;  $C_k$  - емкость резонансного контура;  $L_d$  - индуктивность дополнительная, составляющая около 10% от индуктивности электромагнита;  $TK1$  - тиристорный ключ для закорачивания цепи тока электромагнита;  $TK2$  - тиристорный ключ для выключения (окончания плато) ключа  $TK1$ ;  $PC$  - реактор согласующий для подключения УКП - устройства компенсации потерь и разделения постоянной и переменной составляющих тока электромагнита (источник постоянного тока не указан); БУС - блок управления и синхронизации.

защ. Алгоритм работы схемы: в момент  $t_1$  при достижении током электромагнита амплитудного значения (диаграмма 1) включается ключ  $TK_1$ , что обеспечивает закорачивание цепи тока электромагнита и формирование плато вывода (диаграмма 2). Через открытый ключ  $TK_1$  образуется колебательный контур  $C_k - L_g$  с круговой частотой  $\omega_1 = 1/\sqrt{L_g C_k}$ . Напряжение в этом контуре (диаграмма 3) и ток в  $TK_1$  (диаграмма 4) определяются выражениями

$$U_{Ck}(t) = -I_y \sin \omega_1 t / \omega_1 C_k, \quad (1)$$

$$i_{TK1} = I_y (1 - \cos \omega_1 t). \quad (2)$$

Для синхротрона ЭКВ-6 величина добавочной индуктивности выбрана такой, что за 20 мс длительности плато тока происходит около 5 периодов колебаний контура  $C_k - L_g$ . Момент окончания плато тока должен совпадать с положительной полярностью напряжения на  $C_k$  относительно катода  $TK1$ . В момент  $t_2$  вблизи максимума напряжения на  $C_k$  включается ключ  $TK2$ , что обеспечивает выключение  $TK1$  обратным напряжением конденсатора  $C_k$ . Резонансный контур переходит на собственную частоту свободных колебаний. Ключ  $TK2$  проводит ток в течение четверти периода резонансного контура (диаграмма 5). Для выключения ключа  $TK1$  необходимо обеспечить обратное напряжение на нем на время восстановления вентильных свойств:  $t_B \leq \frac{U_{Ck} \cdot C_k}{I_M}$ . (3)

В рассмотренной схеме длительность плато тока можно изменять дискретно на длительность периода колебаний напряжения на  $C_k$  при открытом ключе  $TK1$ . Длительность плато тока в этом случае будет определяться по формуле

$$\tau_{пл} = \frac{\pi}{\omega_1} \left( \frac{4n-1}{2} \right), \quad (4)$$

где  $n$  - количество периодов колебаний контура  $C_k - L_g$ .

Максимальная длительность плато тока определяется условием обеспечения обратного напряжения на  $TK1$  на время восстановления вентильных свойств. С учетом потерь при колебаниях контура  $C_k - L_g$ , подставив (1) в (3), получим:

$$t_B \leq \frac{\exp(-\beta \tau_{пл}) \sin(\omega_1 \tau_{пл} + \psi)}{\omega_1}, \quad (5)$$

где  $\psi = \arctg \frac{\omega_1}{\beta}$ ,  $\beta = \frac{r}{2L_g}$ ,

$r$  - активное сопротивление контура  $C_k - L_g - TK1$ .

Синхронизация с сетью осуществляется методом "срезания" отрицательной полу волны тока электромагнита ниже уровня тока постоянной составляющей (2). Для этого используется повторное выключение ключа  $TK1$  вблизи максимума отрицательной полу волны тока  $t_3$ . С помощью изменения длительности плато вывода (момента включения  $TK2$ ) добиваются оптимального диапазона зоны синхронизации. Длительность плато синхронизации:

$$\tau_{синхр} = \frac{\pi + 2\lambda}{\omega_1}, \quad \lambda = \arctg \frac{I_1 \omega_1 L_g}{U_1},$$

где  $U_1, I_1$  - напряжение и ток электромагнита в момент повторного выключения  $TK1$ .

К достоинствам рассмотренного варианта формирования плато медленного вывода синхротрона ЭКВ-6 относятся:

- плавный выход на плато тока,
- возможность дискретного регулирования длительности плато тока от 0 до 20 мс без изменения величины дополнительной индуктивности в цепи емкости резонансного контура,
- простота настройки резонансного контура на режим синхронизации с сетью. Точность синхронизации определяется разбросом разбросами сигналов в каналах управления и поджига тиристоров.

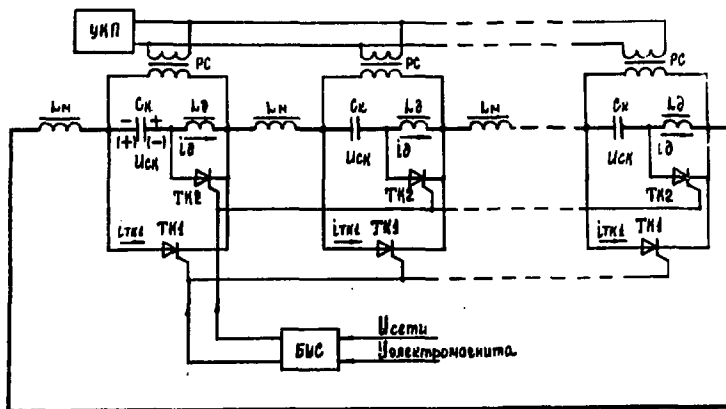


Рис. 1. Принципиальная схема питания для переменной составляющей тока электромагнита синхротрона ЗКУ-6.

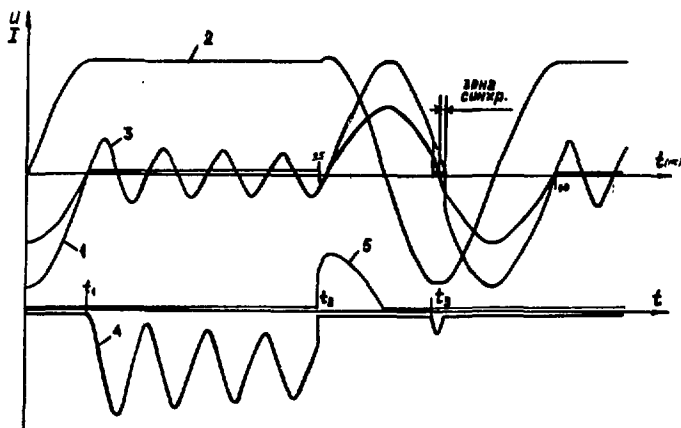


Рис. 2. Диаграммы напряжения (1) и тока (2) электромагнита, напряжения на емкости резонансного контура (3) в режиме формирования плато тока.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гончаренко В. П., Хан М., Тункин А. А. Синхронизация частоты циклов ускорения быстрых циклических ускорителей с частотой питающей сети. Л., 1981, с. 16. (Препринт ИВЭФАН: Л-Г-0514).
2. А. С. № 835312 (СССР). Способ синхронизации работы синхротрона. Гончаренко В. П., Гусев О. А. - опубл. в ОИ, 1982, № 14.

## МАГНИТОПРОВОДЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРСПЕКТИВНЫХ АМОРФНЫХ МАГНИТОМЯГКИХ СПЛАВОВ

Н.А.Бурцева, Ю.П.Вахрушин, В.Э.Эрмель

Научно-исследовательский институт электрофизической  
аппаратуры им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Традиционным сплавом, используемым в качестве ферромагнитного материала сердечников импульсных трансформаторов, магнитных ключей, ускоряющих систем линейных индукционных ускорителей, является пермаллой 50НП. Стремление к улучшению технических характеристик и уменьшению габаритов сердечников требует новых магнитных материалов с высоким значением индукции, магнитной проницаемости, прямоугольности петли гистерезиса и более низкими потерями на перемагничивание.

В настоящее время разрабатывается и осваивается промышленностью новый класс магнитомягких материалов – аморфные металлические сплавы /1,2,3/. Освоено производство аморфных материалов различных химических составов в виде ленты толщиной С,С2 – С,С35 мм и шириной 10 – 50 мм. Естественными преимуществами производства аморфных сплавов в больших объемах путем непрерывной разливки являются низкие капитальные вложения, высокая производительность, низкие энергетические затраты, что влечет за собой и относительно низкую стоимость сплавов при широкомасштабном их применении.

Эксперименты проводились с сердечниками из аморфного сплава на основе железа ( $Fe_{90}B_{10}$ ). Определялись свойства закаленной ленты без изоляции и с изоляцией из окиси магния, нанесенной способом катафореза. Зависимости  $B_m = f(H_m)$  на частоте 50 Гц, полученные для закаленного аморфного сплава различных плавок, имеют разброс по индукции  $\pm 10\%$  от среднего значения, равного 1,0 Тл в поле намагничивания 800 А/м, при этом величина коэрцитивной силы составляет 20 А/м.

Для получения у магнитопроводов из аморфных сплавов высоких магнитных свойств надо выбрать режим отжига, определив оптимальную температуру, время отжига, необходимость применения магнитного поля и принудительного охлаждения. Эти режимы зависят от марки материала, типа печи, размеров магнитопровода. Тороидальные магнитопроводы изготавливались из аморфной ленты толщиной 0,025 мм, шириной 20 мм и имели наружный диаметр от 60 до 160 мм. На рис.1 представлены зависимости индукции от намагничивающего поля на частоте 50 Гц при разных режимах терромагнитной обработки, а на рис.2 – петли гистерезиса, соответствующие этим режимам. Из приведенных кривых видно, что при оптимальном режиме отжига для аморфного сплава можно добиться гораздо большей крутизны кривой намагничивания, чем у пермаллой 50НП (кривые 5 и 6 на рис.1) и меньшей коэрцитивной силы, а значит, и потерь (кривые 3 и 4 на рис.2).

Существенными недостатками аморфного сплава на основе железа являются хрупкость и чувствительность к механическим напряжениям, что приводит к росту уровня потерь.

Импульсные характеристики, снятые при длительности импульса 0,5 мкс, имеют значительный разброс по току перемагничивания, определяемый качеством межвитковой изоляции, плотностью намотки и режимом отжига. Лучшие из испытанных образцов при значениях приращения индукции до 1,2 Тл имеют напряженности намагничивающего поля, близкие к аналогичным величинам для пермаллой 50НП. А при  $\Delta B > 2,0$  Тл намагничивающие поля аморфного сплава на 25 – 30% меньше, чем у пермаллой.

Таким образом, аморфный сплав на основе железа имеет реальные перспективы практического применения в качестве материала магнитопроводов импульсных систем электрофизических установок. Для широкого использования аморфных сплавов необходимо освоение технологии изготовления крупногабаритных сердечников и оптимизация режимов их отжига.

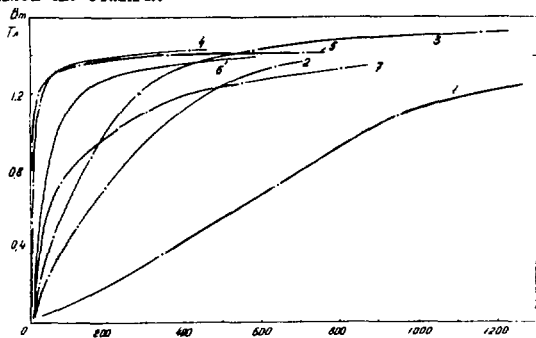


Рис.1. Кривые намагничивания аморфного сплава на основе железа

( $Fe_{80}B_{20}$ ) в зависимости от режима отжига:

1.  $T_{отж.} = 400 + 420^{\circ}C$ , без магн. поля;
2.  $T_{отж.} = 370 + 385^{\circ}C$ , без магн. поля;
3.  $T_{отж.} = 370 + 380^{\circ}C$ , без магн. поля;
4.  $T_{отж.} = 350^{\circ}C$ , без магн. поля;
5.  $T_{отж.} = 350^{\circ}C$ , охлаждение в продольном магн. поле,  
 $H = 800 \text{ A/m}$ ;
6. Пермаллой 50НП толщ. 10 мкм;
7.  $T_{отж.} = 380^{\circ}C$ , охлаждение в продольном магн. поле,  
 $H = 90 \text{ A/m}$ .

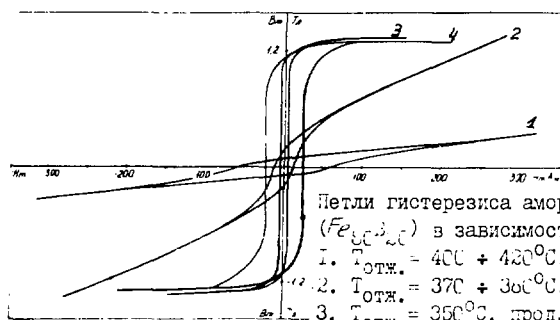


Рис.2

Петли гистерезиса аморфного сплава на основе железа ( $Fe_{80}B_{20}$ ) в зависимости от режима отжига:

1.  $T_{отж.} = 400 + 420^{\circ}C$ , без магн. поля,  $H_0 = 57 \text{ A/m}$ ;
2.  $T_{отж.} = 370 + 380^{\circ}C$ , без магн. поля,  $H_0 = 14 \text{ A/m}$ ;
3.  $T_{отж.} = 350^{\circ}C$ , прод. магн. поле,  $H = 800 \text{ A/m}$ ,  
 $H_0 = 5 \text{ A/m}$ ;
4. Пермаллой 50НП,  $H_0 = 25 \text{ A/m}$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Молотилос Б.В., Грацианов Ю.А. Способы получения и перспективы применения аморфных металлических материалов для создания прецизионных сплавов. В сб.: Прецизионные сплавы. М.: Металлургия, 1979, № 5, с.5-12.
2. Б.С. Сыропаева и др. Магнитные свойства квазиаморфных ферромагнетиков на основе  $Fe-Ni$  и  $Fe-Co$ . В сб.: Прецизионные сплавы. М.: Металлургия, 1979, № 5, с.13-16.
3. Б.В. Молотилос и др. Аморфные прецизионные сплавы. М., 1981. (Обзорная информация/ ин-т "Черметинформация", сер.: Металловедение и термическая обработка, вып. 2, 44 с.).

## АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ПОЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ

Н.И. Дойников, Е.А. Ламзин, М.Н. Севергин, С.Е. Сичевский,  
М.Н. Таровик, Э.А. Титов

Научно-исследовательский институт электрофизического аппарата  
им. Д.В. Фремова, Ленинград

1. Ряд магнитных систем электрофизических устройств, в частности мультипольные магниты, применяемые в ускорительной технике, содержат в качестве конструктивных элементов постоянные магниты [1,2]. Разработка таких элементов отличается от "традиционных" токовых. В последние годы ведется интенсивный поиск оптимальных вариантов конструкции. Наличие развитого программного обеспечения позволяет осуществлять этот поиск на основе вычислительного эксперимента.

В НИИЭФА им. Д.В. Фремова разработан комплекс программ, который позволяет автоматизировать процесс проектирования бестоковых магнитооптических элементов. Он обеспечивает расчет трехмерного поля при заданных геометрических параметрах и свойствах магнитных материалов, анализ и аппроксимацию полученного решения с последующим расчетом движения частиц по заданной карте поля.

2. Численное моделирование трехмерных полей "токовых" магнитных систем электрофизических устройств с ферромагнитными элементами конструкции достаточно эффективно может быть выполнено с использованием программного комплекса КОМРОТ [3]. В его основу положен алгоритм, базирующийся на использовании метода конечных элементов и модифицированного скалярного потенциала, согласно которому вектор напряженности магнитного поля  $\vec{H} = \text{grad } \psi + \vec{B}$ ,  $\text{rot } \vec{E} = -\vec{j}$ , где  $\vec{j}$  - вектор плотности тока. Возможности этого комплекса программ были расширены для анализа магнитных систем, содержащих в том числе конструктивные элементы из магнитотвердых материалов.

В расчетной области  $D$  можно выделить две подобласти  $D_f$  и  $D_c$ , для которых: в  $D_f$  (ферромагнитные элементы) задана зависимость величины магнитной проницаемости от напряженности магнитного поля  $\mu(H)$ ; в  $D_c$  (постоянные магниты) введен вектор намагничивания  $\vec{I} = \vec{I}_0 + \chi(H)\vec{H}$ , где  $\vec{I}_0$  - вектор постоянного намагничивания, являющийся лишь функцией пространственных координат,  $\chi = \chi(H)$  - известная зависимость. Исходя из представления  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{I})$ , можно получить систему дифференциальных уравнений в частных производных относительно  $\psi$  в виде

$$\begin{cases} \text{div grad } \psi = 0 & \text{в } D_f, \\ \text{div } \mu_0 \mu \text{ grad } \psi = 0 & \text{в } D_c, \\ \text{div } \mu_0 \mu \text{ grad } \psi = -\text{div } \mu_0 \vec{I}_0 & \text{в } D_0, \quad \mu = 1, \chi. \end{cases} \quad (1)$$

(Краевые условия для краткости не конкретизируются). Формально вид системы (1) совпадает с видом системы для случая токовых магнитных систем, если объединить  $\vec{I}$  и  $\vec{I}_0$  в единый вихревой вектор  $\vec{I}_*$ . Такое объединение может быть выполнено и неформально, исходя из физической интерпретации вектора  $\vec{I}_*$  [4].

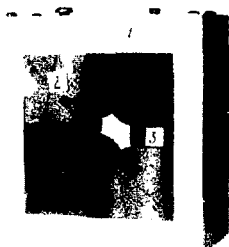


Рис.1. Квадрупольная линза: 1 - бандаж; 2 - полюса; 3 - постоянные магниты.

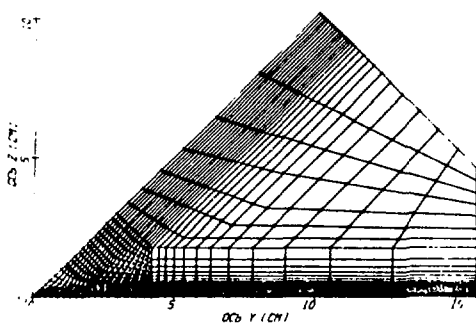


Рис.2. Базовая поверхность координат расчетной области.

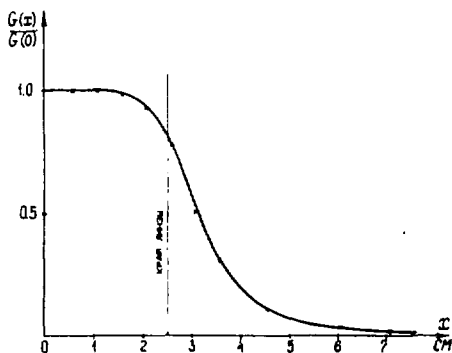


Рис.3. Распределение градиента магнитного поля  $G(x)$  в относительных единицах вдоль оси  $x$ ; \* - экспериментальные точки. Радиус апертуры линзы  $r_0 = 1,1$  см.

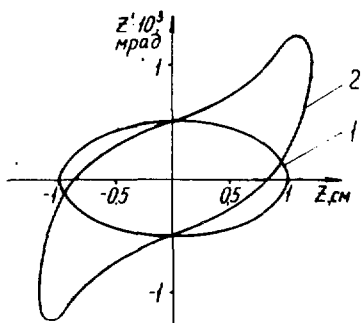


Рис.4. Деформация фазового объема при прохождении пучка через линзу: 1 - для прямоугольной модели поля; 2 - с учетом полученной карты поля.

3. В общей постановке исследование оптических характеристик магнитных элементов производится на основе интегрирования уравнений движения заряженных частиц. При численном интегрировании уравнений движения необходимо иметь значение поля в любой наперед заданной точке области прохождения пучка. С другой стороны, использование метода конечных элементов обеспечивает повышенную точность решения только в определенных фиксированных точках внутри элементов. Это обстоятельство, наряду со сложностью нахождения значений компонент поля во множестве произвольных точек в расчетной области, требует построения глобальной аппроксимации решения во всей области. Один из возможных подходов заключается в представлении магнитного поля в виде известного разложения его скалярного потенциала  $\Phi$  по сферическим функциям. Ограничиваясь низкими членами в этом разложении, можно получить систему алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд потенциала в каждом сечении вдоль продольного направления  $Z$ . В силу того, что задача восстановления поля относится к некорректно поставленным задачам, система уравнений решается регуляризованным методом наименьших квадратов. Значения амплитуд используются для восстановления компонент поля в узлах прямоугольной пространственной сетки, заданной в апертуре магнита.

4. Тестирование разработанного программного обеспечения выполнялось на модели квадрупольной линзы, показанной на рис.1. Постоянные магниты были изготовлены из сплава самарий-кобальт, кривая размагничивания  $B_r$  которого близка к прямой линии. Это позволяет ограничиться в данном случае зависимостью  $B_z = B_0 - \mu_0 H_z$ . На рис.2 приведена базовая поверхность координат расчетной области пространственной сетки, содержащей 14500 узлов. На плоскости  $Z = 0$  принималось условие  $\Phi = 0$ , на остальной части граничной поверхности  $\Phi = 0$ . На рис.3 приведены расчетная кривая, характеризующая спад градиента магнитного поля  $B_z = B_0 - \mu_0 H_z$  вдоль направления  $Z$ , и данные магнитных измерений. Деформация фазового объема при прохождении пучка заряженных частиц через линзу в проекции на одну из фазовых плоскостей показана на рис.4. Кривая 1 получена для прямоугольной модели поля с идеализированным постоянным градиентом; кривая 2 соответствует расчету с учетом реальной карты поля.

#### Л и т е р а т у р а

1. Капчинский И.М., Лазарев Н.В. М., 1975. 13 с. (Препринт ЦТЭИ Ч-26).
2. Herz J.W. In: IEEE Particle Accel. Conference (Washington, March 16-19). 1987, p. 1434-1436.
3. Должиков И.И., Ламкин В.А., Симаков А.С., Шичевский С.В. М., 1960. 13 с. (Препринт ЦВИАтоминформ: П-С741).
4. Френкель Я.И. Собрание избранных трудов. М. - Л.: изд. МГУ СССР, 1950, т.1. 370 с.
5. Глазев В. Основы электронной оптики. М.: ГИИД, 1957.



# МОДУЛЬ СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ С МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИЕЙ МОЩНОСТИ

Е.И.Львов, В.А.Кушцов, Н.В.Варламов

Московский инженерно-физический институт

Как показывают исследования /1/, линейные индукционные ускорители (ЛИУ) с ленточными сердечниками характеризуются высокой энергопередачей ( $\eta \approx 50\%$ ) от импульсного источника к ускоряемому пучку при токе пучка в единицы килоампер, если длительность прикладываемого напряжения составляет десятые доли микросекунды. Дальнейшее увеличение длительности импульса не приводит к существенному увеличению к.п.д., но снижает темп ускорения. Формирование импульса в субмикросекундном интервале длительности сопряжено с большими трудностями, т.к. формирующие устройства наносекундной импульсной техники обладают большими габаритными размерами, а традиционные формирователи микросекундного диапазона в виде искусственных линий не обеспечивают заданные параметры импульса из-за влияния паразитных параметров элементов ячеек линии и монтажа. Решение этой проблемы и задачи по минимизации габаритов МГ в значительной мере обусловили особенности разрабатываемого модуля МГ, предназначенного для электропитания секции ЛИУ с параметрами: полное напряжение на ускоряющей секции ЛИУ  $U = 0,6$  МВ; ток пучка  $I \sim 2$  кА; длительность импульса  $\tau_{и} = 200$  нс; число индукторов в секции  $n = 24$ ; импульсная мощность МГ  $P = 1,8$  ГВт. Ленточные сердечники индукторов ускоряющей секции выполнены из сплава  $\text{FeNi}$  типоразмера  $430 \times 200 \times 25$  мм,  $\delta = 10$  мкм.

Принципиальная схема МГ (рис.1) состоит из четырех звеньев сжатия. Начиная со второго звена осуществляется, подобно схеме работы /2/, распараллеливание энергопотока по четырем однотипным каналам (блок 2).

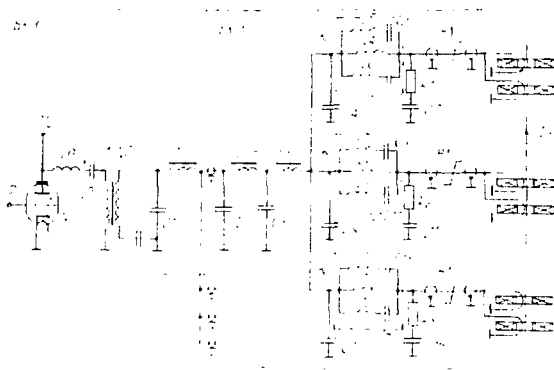


Рис. 1. Принципиальная схема модуля:

$C_0 = 1,2 \text{ мкФ}, C_1 = 0,4 \text{ мкФ}, C_2 = C_3 = 0,1 \text{ мкФ}, C_4 = C_8 = C_{12} = 20 \text{ нФ},$   
 $C_5 = C_6 = C_9 = C_{10} = C_{13} = C_{14} = 2 \text{ нФ},$   
 $C_7 = C_{11} = C_{15} = 2 \text{ нФ}, L_0 = 17 \text{ мкГн},$   
 $L_4 = L_7 = L_{10} = 80 \text{ нГ}, L_5 = L_8 = L_{11} = 2 \text{ нГ},$   
 $L_6 = L_9 = L_{12} = 174 \text{ нГ},$   
 $R_1 = R_2 = R_3 = 4 \text{ Ом}.$

Последнее звено сжатия каждого блока 2 с магнитными коммутаторами в виде нелинейных линий МГ (рис.1) в свою очередь разбито на три канала. Таким образом, на выходе модуля МГ имеется 12 идентичных каналов, каждый из которых запитывается по два индуктора. Коэффициент сжатия модуля МГ равен  $\mathcal{K} = 51$ . При этом достигается такой режим во входном звене МГ, при котором тиристорный коммутатор  $V$  работает в дисперсном режиме.

Накопительные конденсаторы  $C_4, C_8, C_{12}$  конечных каскадов совместно с элементами корректора  $K$  образует формирующие цепи /3/ с сосредоточенными параметрами. В схеме собственными индуктивностями конденсаторов используется как со-

отдельные части штатных индуктивных элементов, что и позволило применить цепь с сосредоточенными параметрами для формирования импульса субмикросекундной длительности.

Жесткие требования к компактности магнитных звеньев сжатия, монтируемых непосредственно около секции ЛМУ, побуждают при разработке магнитных коммутаторов использовать перспективный аморфный сплав 7421 ( $B_s \approx 1,6$  Тл), который не содержит в отличие от сплава 50 НЧ сверхдефицитных компонентов и, следовательно, может быть использован в электрифизических установках, где требуются значительные объемы ферромагнетика. Для оценки характеристики динамического перемагничивания были проведены экспериментальные исследования 40 ленточных сердечников ( $65 \times 46 \times 16$  мм<sup>3</sup>,  $\delta = 25$  мкм), изготовленных из сплава 7421. Три перемагничивания сердечников за время 100 нс средняя величина коэффициента переключения оказалась равной  $S_{\Sigma} \approx 120$  мкВ/м, т. е. меньше, чем у сплава 50 НЧ ( $S_{\Sigma} = 170$  мкВ/м,  $\delta = 10$  мкм).

Сердечники, заполняющие нелинейную линию (рис. 2), размещены в чашеобразных экранах. Диэлектриком служит глицерин. Использование магнетика из аморфного сплава 7421 дало возможность при небольшой активной длине нелинейной линии (0,4 м) получить электрическую длину  $\tau = 300$  нс, что позволило во всех каскадах МГ применить ленточные сердечники, имеющие по сравнению с ферритовыми меньшие объемы.

В процессе экспериментальных исследований звеньев сжатия окончного каскада (рис. 1) модуля МГ пучок модулировался резистивной нагрузкой ( $R = 5,0$  Ом), шунтированной двумя параллельно подключенными индукторами.

Параметры сформированного на выходе линии импульса напряжения (рис. 3) соответствуют техническому заданию на МГ.

#### Л и т е р а т у р а

1. Вахрушин Ю.Н., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. М., Атомиздат, 1973.
2. Делбинов Г.В. и др. Модулятор ЛМУ электронно-ионных колл. ЦУЭИ-2. ПТО, 1987, № 5.
3. Ворламов Н.В., Купцов В.А., Львов В.И. Схемы формирования импульса напряжения прямоугольной формы на низкоомной нагрузке // В сб. Импульсные электродинамические системы. М., Энергоатомиздат, 1987.



Рис. 1. Элементы конструкции нелинейной линии и корректора.



Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения (1) и тока намагничивания (2) индуктора ( $m_{\text{ин}} = 2$  кВ/дел,  $m_{\text{Т}} = 50$  нс/дел).

## МАГНИТОТВЕРДЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ

Р.М.Венгров, Р.П.Куйбыда, Е.А.Левашова, А.П.Преображенский, А.В.Селин,  
В.С.Скачков

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Техника изготовления магнитотвердых квадрупольных линз, развитая в работах [1,2], за последнее время претерпела ряд значительных усовершенствований, позволивших создать комплект линз, в которых не содержатся органические материалы. Эти линзы изготовлены для трубок дрейфа линейного ускорителя протонов на энергию 10 МэВ. Разработанные методика и технология могут быть применены для изготовления элементов магнитной оптики ионных ускорителей и каналов транспортировки пучков без ограничений по габаритам и практически с любой конфигурацией рабочего поля. Достигнутое техническое решение конструкции квадрупольной линзы полностью снимает все ограничения по применению в условиях высокого вакуума. Линзы описываемой конструкции могут быть установлены как в атмосфере, так и в вакуумном объеме ионного ускорителя. Настоящая разработка является, по-видимому, окончательным этапом в цепи работ, определяющих тенденцию создания так называемой "открытой в вакуум" трубки дрейфа.

В комплекте - 33 линзы длиной 50 мм и две полулинзы длиной 25 мм, а также две 25-мм линзы для ганчера. В первых десяти линзах (нумерация линз ведется в порядке их установки в фокусирующем канале по ходу движения пучка протонов) градиент монотонно уменьшается от максимального значения 60 Тл/м до величины 56 Тл/м, оставшейся неизменной для всех последующих линз вплоть до конца канала. Диаметр апертуры по пучку - 18 мм.

Квадрупольные линзы состоят из двух рядов цилиндрических постоянных магнитов (стержней), размещенных в соосных барабанах по I2 (внутренний слой) и I8 (наружный слой) стержней, намагниченных перпендикулярно их осевому сечению (рис.1). Диаметр стержней - 7,4 мм, длина - 25 мм, магнитный сплав - КС37. Диаметр магнитной апертуры линзы 21,2 мм. Снаружи линза охвачена обоймой из алюминиевого сплава, в которой первоначально предполагалось разместить дополнительные стержни для выхода на номинальный уровень градиента. При подборке барабанов удалось так скомпоновать секции линз, что необходимость введения дополнительных стержней отпала. Наружный диаметр линзы по обойме - 73 мм. Корпус линзы (барабана) изготовлен из алюминиевого сплава Д16; минимальная толщина стенки между соседними отверстиями под стержни - 0,2 мм.

Редкоземельные магниты механически зафиксированы каждый в своей ячейке барабана. Для этого каждому магниту придан специальный профиль, а в гнездах барабанов изготовлен ответный продольный выступ, удерживающий фиксируемый стержень от проворота.

Номинальное значение градиента установлено путем частичной компенсации полей барабанов при повороте наружного относительно внутреннего.

Для достижения высоких магнитных характеристик линз произведен специальный отбор стержней. Разброс стержней по магнитным свойствам в пределах партии 3500 штук достигал 30%. Для уменьшения разброса каждый стержень в партии аттестован по параметру  $\Phi/\ell$ , где  $\Phi$  - магнитный поток, создаваемый магнитом в магнитопроводе измерительного индуктора,  $\ell$  - геометрическая длина стержня. Построив гистограмму распределения стержней по этому параметру и выделив область достаточно плотного заполнения ее изображающими точками, удалось укомплектовать наборы стержней для каждого барабана с разбросом параметра, не превышающим 0,5% в каждом наборе.

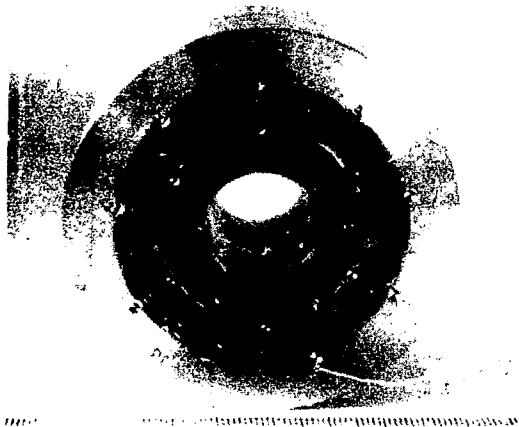


Рис.1. Квадрупольная магнитотвердая линза для открытой в вакуум трубки дрейфа.

На этапе сборки линз осуществлена аттестация барабанов по величине градиента и смещения магнитной оси от геометрической оси внутреннего отверстия в барабане. Комплектация секций линзы проведена так, чтобы обеспечить номинальное значение градиента, о чем говорилось выше, а также минимизировать смещение магнитной оси за счет частичной компенсации полей от барабанов секции на геометрической оси. В результате достигнуто снижение величины смещения магнитной оси в линзе до 30 мкм (среднее квадратичное значение по всем линзам канала).

Поскольку в процессе изготовления трубок дрейфа возможен нагрев линзы до температуры  $80 \pm 30^\circ\text{C}$  во время проведения сварочных работ на медной оболочке, все магниты подвергнуты температурной обработке путем нагрева до  $130 \pm 150^\circ\text{C}$  и выдержке при этой температуре в течение получаса. Благодаря такой процедуре сварочные работы не привели к ухудшению магнитных параметров линз.

На этапе изготовления линз магнитные измерения проведены с помощью системы четырех датчиков Колла типа ШХС06118А. Датчики расположены на боковых гранях выступа в форме куба с ребром 3 мм, жестко связанного с цилиндрическим телом корпуса. Положение центров чувствительных зон датчиков аттестовано на измерительном микроскопе с точностью не хуже 5 мкм.

Паспортные магнитные параметры линз, а также достаточно полная информация о пространственном распределении поля в рабочей области каждой из них получены в результате обработки данных измерений на прецизионном стенде.

На всех устройствах накопления, хранения и обработки результатов магнитных измерений широко использованы вычислительные машины, позволившие оперировать с большими объемами информации и в несколько раз сократить сроки изготовления комплекта линз для фокусирующего канала линейного ускорителя.

## Л и т е р а т у р а

1. N.V.Lazarev, V.S.Jachkov. The tipless permanent magnet quadrupole lenses. Proc. 1979 Linac Acc. Conf., p.380.
2. Каплический И.М. и др. Опыт использования неявнополосных квадрупольных линз с постоянными магнитами на линейном ускорителе И-2. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1985, т.2, с.57.

О ФОРМИРОВАНИИ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИНЪЕКТОРНОМ  
УЧАСТКЕ ЛИНУ-30 С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФЕРРОМАГНИТНЫХ КОЛЕЦ

Е.П. Бядков, Б.В. Журавлёв, В.С. Кладницкий, И.М. Матора,  
А.В. Федоров, О.И. Кудашев  
Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

Для фокусировки электронного пучка на инжекторном участке линейного индукционного ускорителя ЛИНУ-30 используется продольное магнитное поле [1]. Это поле создаётся с помощью осесимметричных соленоидов, расположенных внутри и на торцах ускоряющих секций. Наличие промежутков между секциями, а также необходимость размещения между секциями вакуумного и диагностического оборудования приводит к сильным неоднородностям в распределении магнитного поля на оси ускорительного тракта [2]. Так, например, внутри секций отклонение от среднего уровня составляет  $\pm 4-6\%$ , а между секциями неоднородность на порядок выше. В работе [3] отмечается, что такая неоднородность поля существенно ухудшает возможности проводки без потерь пучка в инжекторном участке ЛИНУ-30.

Для улучшения однородности продольного магнитного поля предлагается использовать соосные ферромагнитные шиммы. Необходимые размеры и местоположение шимм, а также параметры некоторых фокусирующих соленоидов определяются путем численного моделирования. Задача состоит в минимизации функционала среднеквадратичного отклонения реального магнитного поля от однородного. Выбор варьируемых параметров и ограничения на эти параметры определялись конструктивными особенностями существующих элементов ускорителя и возможностями удобной эксплуатации оборудования. Для минимизации функционала применялась программа MIN54 [4], а в случае неудовлетворительной сходимости процесса минимизации выбор конфигурации шимм осуществлялся простым подбором необходимых параметров. Для нахождения распределения магнитного поля использовалось интегральное уравнение относительно компоненты  $A_\varphi$  магнитного векторного потенциала в цилиндрической системе координат:

$$4\pi A_\varphi(P) = \int_{D_F} (1-1/\mu) 1/r \operatorname{grad}(rA_\varphi) \cdot \operatorname{grad}(rG_0) dD_Q + \frac{4\pi}{c} \int_{D_C} G_0 J_\varphi dD_Q, \quad P \in D_F.$$

Здесь  $G_0 = \int_0^\varphi \cos \varphi / r d\varphi$ ,  $R$  — расстояние между точками  $P$  и  $Q$ ,  $D_F$  — область, занятая ферромагнетиком,  $D_C$  — область, занятая токовыми источниками,  $J_\varphi$  — компонента вектора плотности тока. Для решения интегрального уравнения использовалась методика, описанная в работе [5].

Для проверки составленной для ЭВМ программы были проведены сравнения данных расчета и измерений. Измерения проводились на специальном стенде, представляющем собой половины двух ускоряющих секций. Схема сечения секции изображена на рис. 1. На рис. 2 приведены результаты расчета и данные измерений компоненты поля  $H_z$  на оси стенда. Торцевые линзы не включались. Сила тока во внутрисекционной линзе задавалась  $I_C = 5$  А, количество витков —  $w_C = 270$ . Отметим, что в этом случае график компоненты  $H_z$  напряженности магнитного поля на оси  $Oz$  должен иметь вертикальную ось симметрии. Отсутствие симметрии в данных измерений позволяет предположить, что реальное изготовление, а возможно, и монтаж соленоидов секции стенда приводят к погрешности в распределении поля на оси порядка 9%. Аналогичная ситуация, по-видимому, имеет место и на рис. 3, где изображена четвертая часть сечения стенда вместе с ферромагнитными шим-

нами, а также результаты расчета и данные измерений компоненты поля  $H_z$ . Максимальное расхождение данных наблюдается на участке наибольшего нарушения симметрии графика на рис. 2. Ферромагнитные шиммы выполнялись из стали Ст-3. Задавались следующие параметры фокусирующих соленоидов:  $I_T = 7$  А,  $w_T = 0,37$ ,  $I_C = 8$  А. На всех рисунках цифрой I обозначено сечение фокусирующего соленоида, цифрой II – сечение ферромагнитного сердечника, цифрой III – сечение шиммы. Как и в работе [2], учет поля ферромагнитных сердечников проводился в предположении их бесконечной магнитной проницаемости. Ещё одно сравнение данных расчета и измерений было проведено для пары соленоидов и стального диска. Схема расчетной конфигурации, а также расчетная и измеренная  $H_z$  вдоль оси приведены на рис. 4. Геометрические размеры диска и параметры соленоидов в этом случае были измерены с достаточно высокой точностью. Умение расчетных данных от экспериментальных находилось в пределах 1,5 % при среднем уровне поля 70,0 Г.

Приведём основные результаты. В фокусирующей системе инжекторного участка ИУ-30 можно выделить два наиболее характерных расстояния между септумами:  $L_1 = 0,4$  см,  $L_2 = 1,4$  см. В процессе минимизации функционала подбирались необходимые размеры шиммы и параметры некоторых фокусирующих соленоидов. Результаты по выравниванию поля и полученные при этом размеры ферромагнитных шиммы приводятся на рис. 3, а. Через  $\Delta(z)$  обозначено относительное отклонение

$$\Delta(z) = \Delta(z, 0) = (H_z(z, 0) - H_0) / H_0 \cdot 100\%,$$

где  $H_0$  – средний уровень поля на отрезке оси. Число витков центрального соленоида (рис. 5) задавалось равным  $w_{Ц} = 1,40$ . Аналогичный результат по выравниванию поля внутри секций можно получить, используя вместо пар колец, изображённых на рис. 5, б, одиночные кольца, расположенные непосредственно на внутренней поверхности внутрисекционных соленоидов. Отметим, что выпад поля шиммы в общем поле на оси ускорительного тракта достигал в некоторых точках 0,5%. Как показывают расчеты, с помощью ферромагнитных шиммы можно получить однородность поля на оси внутри секций в пределах  $\pm 1\%$ , а в промежутках между секциями – в пределах  $\pm 0,5\%$ , при следующем "рабочем" диапазоне изменения силы тока в соленоидах: для длинного промежутка  $I_C = 7 \cdot 1,5$  А,  $I_T = I_{Ц} = 7 \cdot 0,35$  А; для короткого промежутка  $I_C = 7 \cdot 1,5$  А,  $I_T = 7 \cdot 0,5$  А, где  $t \in [0,5; 1,35]$ . В таблице приведены значения  $\max |\Delta(z, r)|$  в зависимости от  $z$  и силы тока в соленоидах для случая короткого промежутка. Реализация этого распределения фокусирующего магнитного поля может облегчить проводку пучка на инжекторном участке ИУ-30.

В заключение авторы выражают благодарность В.А. Лукикову и В.А. Завину за ценные советы и поддержку.

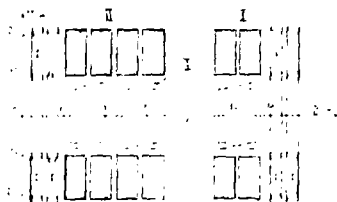


рис. 3. Схема меридионального сечения ускоряющей секции: I – соленоиды, II – ферромагнитные сердечники.

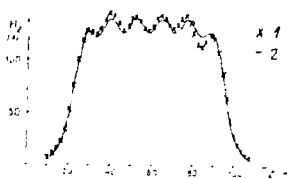


рис. 4. Распределение  $H_z(z, 0)$  для одной половины секции стэнда: 1 – измерения, 2 – расчет.

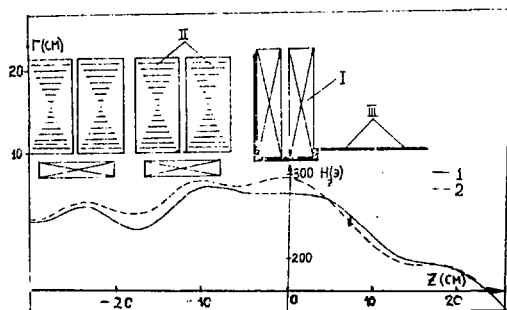


Рис.3. Схема расчетной конфигурации и распределение  $H_z(Z, 0)$  для одной половины секции стенда вместе с шпильками: I—измерения, 2—расчет.

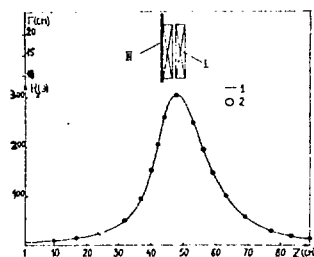


Рис.4. Схема расчетной конфигурации и распределение  $H_z(Z, 0)$ : I—измерения, 2—расчет.

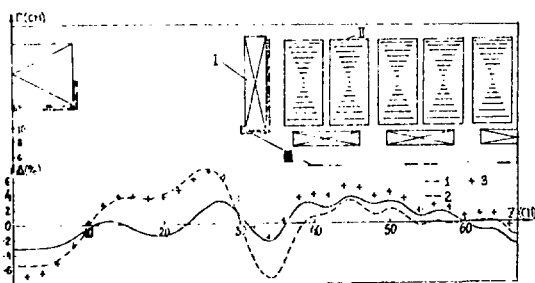


Рис.5. Схема расчетной конфигурации и распределение  $\Delta(Z, 0)$  в случае расстояния между секциями  $L_1 = 83,4$  см:  
 1— $I_C = 12$  А,  $I_T = I_{II} = 6,25$  А;  
 2— $I_C = 6$  А,  $I_T = I_{II} = 3,125$  А;  
 3— $I_C = 3$  А,  $I_T = I_{II} = 1,5625$  А.



Рис.6. Схема расчетной конфигурации и распределение  $\Delta(Z, 0)$  в случае расстояния между секциями  $L_2 = 14,4$  см:  
 1— $I_C = 12$  А,  $I_T = 0$  А; 2— $I_C = 9$  А,  
 $I_T = 3,75$  А; 3— $I_C = 6$  А,  
 $I_T = 2,5$  А.

Таблица

$I_C$ (А)	$I_C = 6; I_T = 2,5$	$I_C = 9; I_T = 3,75$	$I_C = 12; I_T = 5$	$I_C = 15; I_T = 6,25$
0	5,6	5,5	5,0	5,3
1	9	8	8	6
2	9	8	8	6
3	10	10	9	8

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Захрудин Л. В., Матора Л. М. // ВДН, 1978, т. 110, вып. 1, с. 117-137.
2. Лидков Л. М. и др. // ВДН, 1977, т. 107, вып. 3, с. 100-110.
3. Захитинский С. А. // ВДН, 1977-78, дуона, 1977.
4. Мислотская программа на Эортране, т. 3. // ВДН, 1977-78, дуона, 1977.
5. Лидков Л. М. и др. // ВДН, 1978-80-808, дуона, 1980.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИГНИТРОННЫХ РАЗРЯДНИКОВ В СХЕМАХ ПИТАНИЯ УДАРНЫХ МАГНИТОВ УНК

А.В.Василевский, О.В.Курнаев, Ю.В.Куянов, В.А.Сычев,  
 М.А.Трофимов, Ю.С.Черноусько  
 Институт физики высоких энергий, Серпухов

В системах коммутации пучков УНК ИФВЭ будет применено значительное количество ударных магнитов различного назначения. Для питания секций этих магнитов понадобится около 50 импульсных генераторов, формирующих прямоугольный импульс длительностью 65 нс, амплитудой тока 6 кА при зарядном напряжении до 45 кВ. Фронты импульса должны составлять  $0,1 \pm 0,5$  нс, частота повторения не выше 0,2 Гц. Импульс поля ударного магнита связан с временным положением стгустков частиц в ускорителе, и поэтому временной разброс включения генераторов не должен превышать  $\pm 100$  нс.

В качестве ключевых устройств в генераторах предусматривается применение, в основном, игнитронных разрядников ИРТ-4 /1/ и ИРТ-6 /2/. С точки зрения применения в устройствах коммутации пучков наиболее важны такие параметры игнитронных разрядников, как разброс задержки включения, скорость коммутации, вероятность самопроизвольного включения и пропусков зажигания.

Поскольку подробные данные по названным параметрам в литературе отсутствуют, возникла необходимость их тщательного изучения в режимах, близких к эксплуатационным.

Исследования проводились на специально созданном стенде. Сбор и обработка данных осуществлялась с помощью автоматизированной аппаратуры на базе микроЭВМ "Электроника-60". Одновременно на стенде испытывалось 4 игнитрона. Испытательный стенд представляет собой импульсный генератор с емкостным накопителем, регулируемым зарядным устройством ( $0 \pm 50$  кВ) и схемой запуска с регулируемой амплитудой ( $1 \pm 4$  кВ). В каждом игнитроне формировался экспоненциальный импульс тока амплитудой до 8 кА и длительностью около 100 нс. Датчики тока установлены в цепях катодов игнитронов. Анодные изоляторы прогревались резистивными нагревателями мощностью 20 Вт для предотвращения конденсации ртути.

В выходные данные стендовых измерений включалась следующая информация:

- минимальная, средняя и максимальная задержки за N циклов измерений,
- максимальный разброс задержки и ее среднеквадратичное отклонение,
- количество пропусков зажигания и самопробоев за N циклов.

Испытания в длительном режиме подверглись 10 игнитронов. В таблице 1 приведены данные по количеству срабатываний каждого из испытанных экземпляров.

Таблица 1

Тип игнитрона	Порядковый номер	Количество импульсов в млн.	Примечание
ИРТ-4	1	3.2	вышел из строя
ИРТ-4	2	3.1	вышел из строя
ИРТ-4	3	2.3	
ИРТ-4	4	2.4	
ИРТ-6	1	4.0	
ИРТ-6	2	4.0	
ИРТ-6	3	2.0	вышел из строя
ИРТ-6	4	1.5	вышел из строя
ИРТ-6	5	2.0	
ИРТ-6	6	2.5	

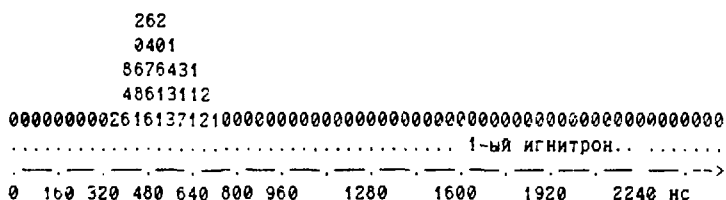


Четыре игнитрона вышли из строя по причине закорачивания поджигающих электродов, остальные оставались работоспособными. Испытания проводились при различной температуре охлаждающей воды ( $12 \pm 40^\circ\text{C}$ ) и различных коэффициентах использования по напряжению,  $K = E_{\text{раб}}/E_{\text{макс}}$ . Кроме того, изменялось напряжение запуска и крутизна фронта запускающего импульса.

Ниже показаны типичная таблица выдачи данных после любого из N циклов измерений и гистограмма распределения задержек:

	мин.	сред.	макс.	разбр.	ср.кв.	пробой	пропуск	N	имп.
1-й игнитрон	390	500	730	340	26	0	0	108749	
2-й игнитрон	420	520	670	250	24	0	0	108749	
3-й игнитрон	420	540	720	300	29	2	0	108747	
4-й игнитрон	430	540	740	310	27	0	0	108749	

(мин, сред, макс - задержки срабатывания в наносек.)



(столбцы цифр - количество срабатываний с данной задержкой)

В таблице 2 приведены данные по количеству самопроизвольных срабатываний на 1 млн. циклов при различных коэффициентах использования по напряжению, полученные после обработки данных всего цикла испытаний.

Таблица 2

Тип	n игнитрона	K=1.0	K=0.8	K=0.7	K=0.6	K=0.5
ИРТ-4	1	440	20	20	4	2
	2	380	30	10	1.1	1.3
	3	260	25	15	2.5	1.6
	4	410	28	12	1.6	0.8
	Среднее значение	372.5	25.7	14.2	2.3	1.4
ИРТ-6	1	0	3	2	0	0
	2	90	10	0	0	0
	3	110	2.5	1	0	0
	4	20	8	3	1	0
	5	10	16	0	0	0
	6	102	5	1	0	0
	Среднее значение	37	7.3	1	0.015	0

Данные, приведенные в таблице, получены при соблюдении следующих условий: температура охлаждающей воды  $25 \pm 35^\circ\text{C}$  (температурной зависимости числа спонтанных пробоев в этом диапазоне не наблюдалось), при резком изменении анодного напряжения или после остановок проводился тренировочный цикл в несколько сотен импульсов, данные которого в статистику не включались. При сниженных анодных напряжениях ( $K < 0,6$ ) необходимости в тренировке практически не было.

В рабочем диапазоне температур и напряжении запуска более 2 кВ пропусков в зажигании игнитронных разрядников зафиксировано не было вплоть до окончательного отказа. Однако при температуре ниже  $15^\circ\text{C}$  задержка включения значительно возрастает, что при коротком импульсе поджига может привести к пропуску.

Временная нестабильность включения игнитронного разрядника складывается из статистического разброса задержки включения и ее температурного дрейфа. Кроме того, необходимо учитывать зависимость скорости коммутации от температуры.

На рис. 1 приведено семейство ампер-секундных характеристик одного из экземпляров прибора ИРТ-4 в зависимости от температуры. Видно, что при изменении температуры от  $15$  до  $35^\circ\text{C}$  изменение задержки на уровне 90% амплитуды импульса составляет 1,5 мкс.

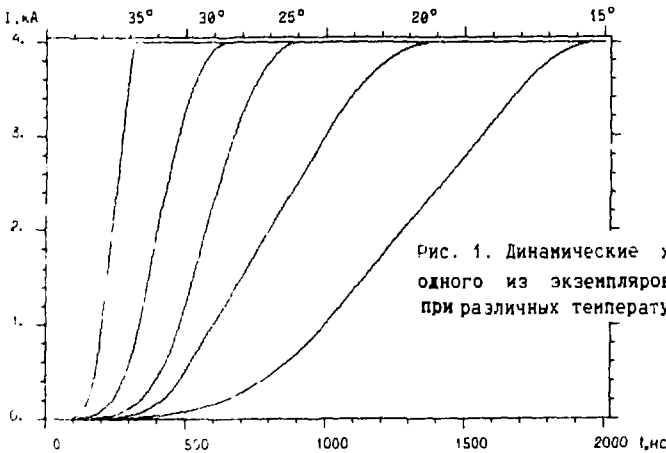
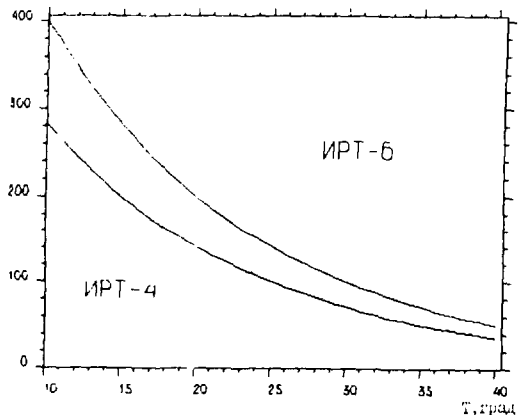


Рис. 1. Динамические характеристики одного из экземпляров прибора ИРТ-4 при различных температурах охлаждающей воды.

Рис. 2. Зависимость дрейфа задержки (в нс/град) от температуры охлаждающей воды для приборов ИРТ-4 и ИРТ-6.



Из приведенных графиков следует, что наиболее благоприятная зона работы разрядников лежит в диапазоне  $25 \pm 35^\circ\text{C}$ , в котором задержка составляет  $0,5 + 0,6$  мкс, ее дрейф менее  $5\text{C}$  нс на  $1^\circ\text{C}$ , а скорость коммутации  $20 \pm 30$  кА/мкс.

Поскольку изменение задержки при уходе температуры на  $2 \pm 3^\circ\text{C}$  сравнимо со статистическим разбросом, то необходимо стабилизировать температуру охлаждающей воды с точностью до одного градуса. Кроме того, и при стабильной температуре воды имеется дрейф в течение первых сотен импульсов, связанный, вероятно, с разогревом катода и анода, т.е. существует переходный процесс установления стационарного режима. Таким образом, временная нестабильность в стационарном режиме состоит только из статистического разброса, который, в свою очередь, зависит от амплитуды и скорости нарастания напряжения на поджигающем электроде.

В таблице 3 показана зависимость параметров распределения задержки срабатывания от количества импульсов для одного из игнитронов ИРТ-4.

Таблица 3

Количество импульсов x 1000	0.5	10	50	100	250
Средняя задержка, нс	530	540	540	540	540
Абсолютный разброс, нс	170	210	270	310	320
Сред. квадрат. разброс, нс	23	25	26	27	28

В этой таблице прослеживается характерная особенность - значительное увеличение с числом импульсов абсолютного временного разброса при весьма слабом росте среднеквадратичного разброса, что означает малую вероятность больших значений разброса включения.

В таблице 4 показана зависимость параметров распределения задержек от амплитуды и времени нарастания напряжения запуска для одного из игнитронов ИРТ-4.

Таблица 4

Время нарастания, нс	100				500
	1.5	2	3	4	4
Амплитуда запуска, кВ	1.5	2	3	4	4
Средняя задержка, нс	840	780	690	690	790
Абсолютный разброс, нс	670	340	310	280	370
Сред. квадрат. разброс, нс	93	30	27	25	46

Из приведенной таблицы можно сделать вывод, что при крутом фронте нарастания напряжения запуска достаточно амплитуды запуска  $2 \pm 0,5$  кВ, тогда как при пологом фронте нарастания предельная по паспортным данным амплитуда 4 кВ приводит к худшим характеристикам по разбросу.

В таблице 5 иллюстрируются зависимости задержек и их разброса от температуры для ИРТ-4.

Таблица 5

Температура, $^\circ\text{C}$	12	15	20	25	30	35	40
Средняя задержка, нс	2030	1700	960	650	450	300	260
Абсолютный разброс, нс	1650	970	540	310	290	280	350
Средний квадратичный разброс, нс	120	104	38	27	26	26	30

Очевидно, что при температуре ниже 25°C параметры разброса являются неудовлетворительными. Оптимум лежит в диапазоне 25±30°C.

Все результаты по разбросу задержек включения игнитронов ИРТ-4, приведенные выше, получены при использовании двух поджигающих электродов одновременно. При использовании одного электрода параметры разброса ухудшаются. Дальнейшее улучшение разброса может быть достигнуто параллельным включением двух разрядников. Вышесказанное иллюстрируется в таблице 6.

Таблица 6

Варианты включения	средняя задержка нс	абсолют. разброс нс	ср. кв. разброс нс
Игнитрон №1 с п.э. №1	650	460	53
Игнитрон №1 с п.э. №2	620	380	29
Игнитрон №1 с п.э. №1 + №2	550	250	24
Игнитрон №2 с двумя п.э.	540	230	20
Игнитрон №1 + №2	530	160	17

По результатам исследований игнитронных разрядников ИРТ-4, ИРТ-6 можно сделать следующее заключение:

- игнитроны достаточно надежно работают в диапазоне напряжений до  $0.6 \pm 0.8 U_{\text{накс}}$  в течение нескольких миллионов импульсов,
- фронт коммутируемого тока составляет 200±300 нс с разбросом времени включения около 300 нс,
- приборы ИРТ-6 отличаются несколько лучшими временными характеристиками и меньшим количеством самопроизвольных срабатываний,
- для достижения оптимальных характеристик игнитронов требуется термостабилизация охлаждающей воды и подогрев анодного изолятора,
- игнитронные разрядники вполне успешно могут быть применены в генераторах питания УНК,
- самопроизвольные срабатывания не удается исключить полностью даже при снижении анодного напряжения до  $U_{\text{накс}}/2$ , поэтому в системе ударных магнитов должны быть приняты специальные меры (защитные закорачивания, резервирование и др.).

В заключение авторы выражают глубокую признательность А.М.Аршу за ценные консультации, помощь и поддержку в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Хроной Ю.Д., Андронова В.П., Антохин Р.Г., Сербинов А.М., Сысун В.И. Высоковольтный импульсный разрядник ИРТ-4. ПТЭ, 1978, № 2, с.195-197.
2. Арш А.М., Вакорин А.А., Инденко Н.М., Ртишев В.М. Игнитронный разрядник ИРТ-6 при коммутации микросекундных импульсов тока. ЭТ, 1986. Серия 4. Выпуск 2.

ОПЕРАТИВНАЯ РАЗВОДКА ПУЧКА НА УСКОРИТЕЛЕ "ФАКЕЛ"  
ИНСТИТУТА АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им.И.В.КУРЧАТОВА

В.В.Калашников, А.А.Никитушкин, В.В.Петренко  
Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва  
Г.И.Сильвестров, Т.В.Соколова, А.Д.Чернякин  
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В настоящее время в ИАЭ им.И.В.Курчатова осуществляется программа модернизации и развития линейного ускорителя электронов с целью повышения мощности ускоренных пучков и их качества, повышения надежности работы ускорителя и эффективности его использования в научных исследованиях /1/. Одним из основных вопросов этой программы является повышение эффективности использования ускорителя. Повышение эффективности - проблема комплексная, она, в частности, в значительной мере определяется наличием возможности оперативной разводки пучков к двум и более экспериментальным мишеням одновременно. Особенно важна оперативная разводка пучков для ускорителей с разветвленной сетью электронно-оптических каналов. Такая ситуация характерна, например, для ускорителя "Факел", имеющего пять электронно-оптических каналов, предназначенных для транспортировки к экспериментальным мишеням интенсивных электронных пучков с большой частотой следования импульсов тока (до 1000 Гц). Поскольку в экспериментах не всегда необходима полная интенсивность пучков, то отсутствие систем оперативной их разводки приводит к существенному неиспользованию всех возможностей ускорителя.

Создание системы оперативной разводки пучков обычно предполагает или разработку импульсных магнитов /2/, по своим параметрам аналогичных параметрам постоянных магнитов действующих электронно-оптических каналов, или импульсных магнитов для создания обводных электронно-оптических каналов, или компенсацию поля на ограниченных участках постоянных магнитов /3/. Но во всех этих случаях создание необходимых импульсных магнитов и их источников питания с большими частотами следования импульсов тока и систем разводки в целом, по нашему мнению, связано с техническими трудностями и высокой дороговизной изготовления.

Суть предлагаемого нами решения можно объяснить следующим образом (рис.1). Импульсный магнит с малым углом отклонения ( $3^\circ$ ) устанавливается на оси ускорителя перед магнитом с постоянным полем одного из электронно-оптических каналов /4/. Внутри магнита с постоянным полем также на оси ускорителя устанавливается магнитный экран. При подаче импульса тока в магнит электронный пучок отклоняется от оси ускорителя и падает в поле постоянного магнита, а в паузах между импульсами тока - в магнитный экран и проходит через постоянный магнит. Внеение в магнитное поле экрана приводит к искажению поля, степень которого определяется размерами и материалом экрана, величиной зазора магнита /5/. Расчетные и экспериментальные исследования этого конкретного искажения показали, что оно на расстоянии 5 см от центра экрана для магнита с зазором 5 см не превышает  $0,2''$ . Это значение искажения поля можно считать вполне приемлемым, и тогда смещение пучка импульсным магнитом от оси ускорителя на указанное расстояние при расположении магнита на расстоянии 1 м перед постоянным магнитом определяет угол отклонения пучка  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  рад. Коэффициент ослабления поля внутри экрана достигает 1000 и более. В нашем случае при этом значении коэффициента ослабления поля, энергии электронов - 150 МэВ, индукции магнитного поля в зазоре постоянного магнита - 1 Тл, длине участка с ослабленным полем - 25 см "прямой" электронный пучок будет испытывать отклонение от оси ускорителя на угол не более чем  $5 \cdot 10^{-4}$  рад. Это отклонение пучка также является незначительным, и его легко компенсировать имеющимися в составе прямого электронно-оптического ка-

нада корректируемыми магнитами или небольшими изменениями режимов питания последующих электронно-оптических каналов и импульсных магнитов. В общем же следует избегать потерь электронов при их транспортировке в системах оперативной разводки пучков вследствие смещения центральной траектории электронов, необходимо должным образом выбрать расстановку элементов электронно-оптических каналов.

Большая частота циклов работы и высокая средняя интенсивность пучка, не допускающая попадания на стенки системы даже малой его доли, накладывают определенные требования на выбор конструкции импульсного магнита:

- питание магнита должно осуществляться достаточно короткими (~100 мкс) импульсами тока, что исключает возможность применения металлических вакуумных камер;
- чтобы избежать попадания пучка на стенки магнита, его рабочая апертура при диаметре пучка 1 см должна быть примерно 4x4 см;
- для снижения энергоёмкости магнита  $W = \frac{H^2 V}{2 \mu_0}$  его длина была выбрана равной 20 см, что определило поле  $H = I \text{ кА} \cdot \frac{Hc}{200} = 2 \cdot 10^4 \text{ Э.см}$ ,  $W = 3 \text{ Дж}$ ;
- поле магнита формируется обмотками и ферромагнитными полюсами, которые на столь высокой частоте должны выполняться из шихтованной стали (в данном случае из стали ЭТ-34-25 толщиной 70 микрон).

Из двух рассмотренных вариантов обмотки (многовитковой и одновитковой) была выбрана одновитковая конструкция магнита, технологически более простая и имеющая минимальное рабочее напряжение. При этом необходимый ток возбуждения составляет 3,2 кА, индуктивность магнита - 0,25 мГн, напряжение при питании синусоидальными импульсами тока - 25 В, средняя мощность, выделяемая в магните на частоте 1 кГц, - 1 кВт. Для согласования такой нагрузки с импульсным генератором и снижения коммутируемого тока магнит запитывается через согласующий трансформатор. Конструктивно обмотка магнита представляет собой цельнофрезерованный виток с сечением 40x20 мм и развитыми торцами, в которых сделаны прямоугольные отверстия для прохождения пучка и просверлены каналы водяного охлаждения.

В основу схемы импульсного генератора положен способ умножения на емкостном накопителе напряжения выпрямителя путем резонансного перезаряда накопителя через выпрямитель и зарядный дроссель; коэффициент умножения примерно равен добротности (~10) рабочего контура /6,7/. Схема генератора показана на рис.1. Работу генератора рассмотрим с момента, когда конденсатор  $C_0$  заряжен до требуемого уровня напряжения (~1000 В). С приходом синхриимпульса по заданной программе) на любой из тиристоров  $T_1-T_5$  конденсатор разряжается в одну из первичных обмоток трансформаторов  $Tr.1-Tr.5$ , через которые запитаны импульсные магниты  $M_1-M_5$ . Синхриимпульс запускает также генератор прямоугольных импульсов, задний фронт которых после усиления запускает тиристор  $T_6$ . Конденсатор  $C_0$  перезарядается по цепи выпрямитель-дроссель-первичные обмотки трансформаторов  $Tr.1-Tr.5$ . При этом происходит размагничивание магнитопровода. Стабилизация напряжения на  $C_0$  происходит путем отсечки зарядного тока.

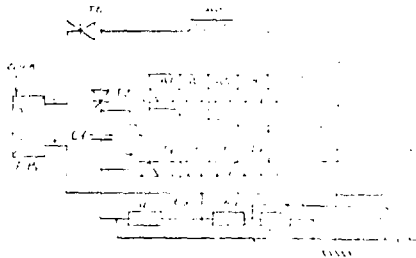


Рис.1. Схема генератора импульсов тока.

Импульсы прецизионного компаратора, который сравнивает опорное напряжение с напряжением нижнего плеча делителя напряжения  $R_1-R_2$ , запускает тиристор  $T_7$ . По времени это происходит в правой части от максимума зарядной синусоиды.

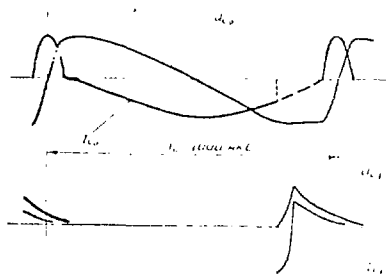


Рис. 2. Графики напряжений и токов на конденсаторах  $C_2$  и  $C_1$  генератора импульсов тока.

При этом остаток энергии из дросселя и нагрузок перекачивается в конденсатор  $C_1$ . На тиристоре  $T_6$  возникает обратное напряжение, и он выключается. Длительность полусинусоиды  $\sqrt{t} = L\omega p + \frac{L\omega \cdot \pi}{5} C_1$  ( $L\omega p$  - индуктивность дросселя,  $L\omega$  - индуктивность магнита,  $\pi$  - коэффициент трансформации трансформаторов Тр.1-Тр.5) уменьшением  $C_1$  можно сделать какой угодно малой, взяв тиристор  $T_6$  с малым временем выключения (кrouбарным действием резистора  $R_0$  пренебрегаем). Такой способ стабилизации, во-первых, в отличие от традиционного путем закорачивания зарядного дросселя на активное сопротивление расширяет диапазон

возможной отсечки зарядного тока (вся правая от максимума часть зарядной синусоиды) и, во-вторых, позволяет сделать длительность зарядной синусоиды равной разности интервалов повторения рабочих циклов генератора и его длительности импульсов. Последнее обстоятельство снижает эффективный зарядный ток емкостного накопителя. Диоды  $D_1$ - $D_5$  служат для развязки цепей питания нагрузок. В генераторе предусмотрена подстройка величины напряжения на конденсаторе  $C_0$  отдельно для каждого канала путем подключения опорного напряжения к компаратору через ключ своего канала, включаемый упреждающим выпуск пучка импульсом. В цепи каждого ключа включены регулируемые резисторы, которыми можно подстраивать величину опорного напряжения в пределах  $\pm 20\%$  от среднего значения. На рис. 2 приведены графики напряжений и токов в отдельных точках генератора. Стабильность напряжения на конденсаторе  $C_0$  -  $\pm 5 \cdot 10^{-3}$ , максимальная мощность, потребляемая генератором от сети, - 2 кВт. Генератор управляется от выносного блока электроники, возможно управление через ЭВМ. Он смонтирован в шкафу объемом  $0,4 \text{ м}^3$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Петренко В.В., Черноплеков Н.А. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОбъИ, 1985, т. II, с. 65.
2. Козодаев А.М., Лазарев И.В., Скачков В.С., Скачков С.В. Препринт ИТФ-52, 1976.
3. Довбня А.Н., Ефимов С.В., Козин В.П. и др. ЖТФ, т. 52, вып. 2, с. 291, 1982.
4. Арефьев А.В., Ершов Б.Д., Кокорин А.М. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика. М., 1984, вып. 4. 29, с. 151.
5. Говорков В.А. Электрические и магнитные поля. М., Госэнергоиздат, 1960.
6. Сильвестров Г.И., Чернякин А.Д. Свиннинг-система для получения вторичных пучков с высокой фазовой плотностью. Препринт ИЯФ, 84-120, Новосибирск, 1986.
7. Пшеничников В.И. Устройство для регулирования и стабилизации напряжения в емкостных накопителях. Электронная техника. Серия У1, 1978, с. 75-86

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ И РЕГУЛИРОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ С ВЫСОКИМИ ТОЧНОСТЯМИ ПОКАЗАТЕЛИ ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

Л.Е.Бахнов, И.Л.Коляндра, Е.Б.Патрик, В.Л.Шипило  
Харьковский политехнический институт

В качестве источников питания кольцевого электромагнита (КЭМ) I ступени УНК 3 ТэВ служат 24 тиристорных управляемых выпрямителя (УВ), каждый из которых (2 кВ, 4 кА) выполнен в виде двух последовательно соединенных мостовых схем, обеспечивающих эквивалентное I2-пульсное выпрямление.

Противоречивое сочетание весьма высоких требований к уровню пульсаций выходного тока и к качеству его статической и динамической стабилизации при программном управлении вынуждает применять нестандартные решения в части автоматического регулирования УВ.

Структурная схема САР УВ приведена на рис.1. В качестве нагрузки и условно показана одна секция КЭМ. Система управления и регулирования построена по принципу функционального разделения узлов, блоков и связей, что позволяет реализовать их частотную и временную селективность в соответствии с назначением. При этом в качестве основной концепции принят принцип инвариантности, обеспечивающий независимость каналов и позволяющий осуществлять пооперационную режимную наладку систем.

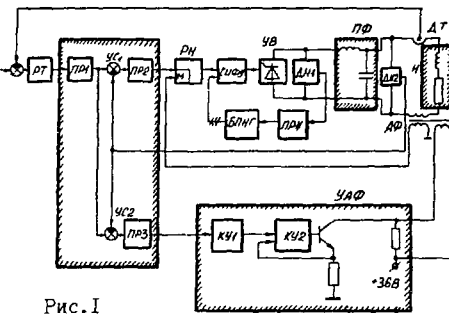


Рис.1

Уменьшение пульсаций выходного напряжения и тока достигается совместным действием нескольких факторов.

Пассивный фильтр ПФ с резонансной частотой около 30 Гц обеспечивает подавление основной гармоник пульсаций УВ примерно в 400 раз, что позволяет осуществить последующую фильтрацию активным фильтром АФ при достаточно малых уровнях его выходного сигнала. Блок подавления неканонических гармоник ЕПГ, представляющий собой локальную систему специальных обратных связей УВ с каналами автоподстройки на частотах 50, 100 и 150 Гц, позволяет существенно (в десятки раз) снизить уровень наиболее опасных низкочастотных гармоник, обусловленных несимметрией силовой части УВ, системы импульсно-фазового управления (СИФУ), а также питающего напряжения. Наконец, цифровая СИФУ, имеющая высокую симметрию управляющих импульсов (асимметрия не более 0,5 эл.град.), позволяет существенно снизить исходный уровень неканонических гармоник УВ.

Структурная схема СИФУ приведена на рис.2. Здесь 10-разрядный АЦП преобразует управляющее напряжение в цифровой код с дискретностью управления порядка  $3 \cdot 10^{-5}$  с учетом знака сигнала. Нелинейный преобразователь НП обеспечивает арксинусную характеристику СИФУ  $\alpha = \arcsin \frac{U}{U_m}$  и тем самым линейную регулировочную характеристику УВ совместно с СИФУ. Многоканальный блок фазосмещения БФС обеспечивает предельное быстродействие СИФУ, не внося запаздывания в полосе частот до 300 Гц. Одно-

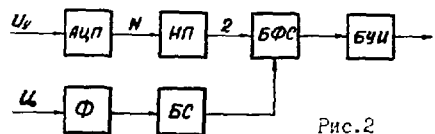


Рис.2



канальная синхронизация с сетью осуществляется с помощью фильтра опорного напряжения  $\Phi$  и блока синхронизации БС, при этом отслеживается изменение напряжения сети. Выходным элементом СИФУ является блок усилителя импульсов БУИ.

Низкочастотный канал регулирования УВ построен на принципе регулятора тока РТ с подчиненным регулятором напряжения Рн. Оба регулятора имеют структуру типа ПИ<sup>2</sup>, т.е. обладают астатизмом второго порядка. Это позволяет ликвидировать ошибку при линейном изменении задания и тем самым, с одной стороны, обеспечить динамическую точность системы и, с другой стороны, увеличить чувствительность высокочастотного канала подавления пульсаций через АФ. Широкая полоса пропускания контура Рн (порядка 100 Гц) позволяет эффективно подавлять возмущения со стороны сети, а также колебательные процессы слабо демпфированного ПФ.

Высокочастотный канал обладает высоким усилением в широкой полосе частот (частота среза порядка 20 кГц) благодаря специальной структуре транзисторного усилителя активного фильтра УАФ. Корректирующие цепи КУ1 и КУ2 обеспечивают работу выходного каскада в режиме усилителя тока. При этом приняты меры для равномерного деления тока между параллельными транзисторами и безаварийной работы в режимах ограничения по току и насыщения АФ.

Взаимная инвариантность низкочастотного и высокочастотного каналов обеспечивается введением корректирующей связи с дополнительной обмотки выходного трансформатора АФ через модель М, имитирующую влияние АФ на Рн по силовой цепи. Передаточная функция цепи коррекции имеет вид

$$W_k(p) = W_M(p) [K_{дн} + K_{дт} W_{РТ}(p) W_H(p)],$$

где  $W_M(p)$ ,  $W_{РТ}(p)$ ,  $W_H(p)$  - передаточные функции соответственно модели регулятора тока и цепи нагрузки;  $K_{дн}$  и  $K_{дт}$  - коэффициенты передачи датчиков напряжения и тока. При таком выборе параметров характеристический полином системы вырождается к виду произведения двух независимых полиномов:

$$D(p) = \left\{ 1 + G_{РН}(p) [1 + G_{РТ}(p)] \right\} \left\{ 1 + G_{АФ}(p) [1 + G_{РТ}(p)] \right\},$$

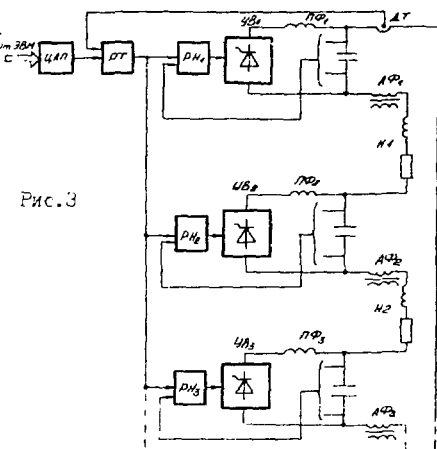
где  $G_{РН}(p)$ ,  $G_{АФ}(p)$ ,  $G_{РТ}(p)$  - контурные передачи соответственно регулятора напряжения, активного фильтра и регулятора тока. Корректность как самой структуры, так и ее настройки на инвариантность каналов определяется малой чувствительностью системы к отклонениям параметров. Устойчивость, быстродействие и качество регулирования каждого из каналов сохраняются даже в экстремальной ситуации, когда имеет место насыщение другого канала в результате выхода УВ или АФ в режим ограничения.

Особенностью системы регулирования является также обеспечение полной развязки силовых цепей от цепей управления с помощью узлов потенциального разделения ПР1...ПР4, построенных по принципу КДМ с несущей частотой 440 кГц. До настоящего времени потенциальные развязки в аналогичных системах не применялись (хотя это противоречит правилам устройств электроустановок и нормам техники безопасности), так как их введение в цепи обратных связей по напряжению УВ лишает систему требуемой прецизионности. В данной системе потенциальные развязки ПР1...ПР3 введены в узлы сравнения УС1 и УС2, где они не сказываются на показателях системы.

Еще одной отличительной особенностью данной системы является организация автоматического регулирования тока при кольцевом соединении источников пита-

ния и одной КЭМ. Из упрощенной структуры, показанной на рис.3, видно, что общий ПТ обеспечивает синхронное управление подчиненными ПИ, а программный сигнал задания по току формируется управляющей ЭВМ. Достоинствами такой структуры являются: идентичность процессов управления всем кольцом и одиночным преобразователем, полное использование динамических возможностей системы, симметрия потенциальной диаграммы КЭМ в переходных и установившихся режимах, гибкость резервирования, так как в качестве общего ПТ может быть использован ПТ любого источника питания. Недостатком структуры является трудность обеспечения помехозащищенности при передаче выходного сигнала общего ПТ по разветвленным и достаточно протяженным коммуникациям.

Рис.3

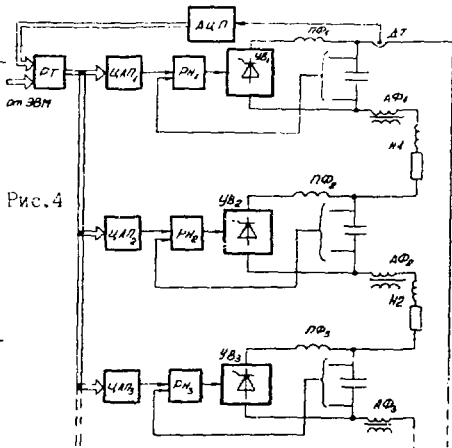


Сохранение преимуществ, присущих системе с общим ПТ и подчиненными ПИ, с одновременным устранением проблемы помехозащищенности достигается при переходе к цифровому ПТ, как показано на рис.4. Роль общего цифрового ПТ может быть возложена на отдельную подпрограмму управляющей ЭВМ. Передаточная функция цифрового ПТ должна соответствовать аналоговому ШИМ-регулятору:

$$W_{ПТ}(z) = \frac{T}{2} \frac{2K_{п}z^2 + (2K_{и} - 4K_{л} + K_{2и}T)z + 2K_{п} - 2K_{и} + K_{2и}T}{(z-1)^2},$$

где  $K_{л}$ ,  $K_{и}$ ,  $K_{2и}$  - коэффициенты передачи соответственно интегрирующего, интегрирующего и дважды интегрирующего каналов ПТ;  $T$  - интервал дискретности, определяемый временем счета, выборки и фиксации. При этом несмотря на использование общего цифрового ПТ сохраняются ящики аналоговых ПТ в каждом из тиристорных УБ для удобства проведения режимной наладки преобразовательных комплектов на испытательной станции УИИ.

Рис.4



Вид вопроса, относящегося к управлению и регулированию источников питания КЭМ, остается еще неясным. В частности, открыт вопрос о влиянии существенного порчиения порядка уравнений кольцевой системы питания при несимметричных процессах, связанных с локальными возмущениями, особенно с учетом емкостных развязок на землю

в каждой из секций. Являясь до конца вопрос организации измерений тока с учетом его неравномерности в секциях КЭМ при несимметричных режимах. Это вид, он требует дополнительной теоретической проработки и экспериментальных исследований.

**ВСТРЕЧНЫЕ  
ПУЧКИ**

**Председатель: Г.М.Тумайкин**  
**Секретарь: А.Л.Светов**

**Сессия 6**

## СОГЛАСОВАННЫЕ ПРЯМОЛИНЕЙНЫЕ ПРОМЕЖУТКИ ДЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ УНК

В. И. Балбеков, Ю. М. Носочкин  
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Магнитная структура УНК включает в себя 4 согласованных прямолинейных промежутка ( СПП ), ориентированных на проведение в них экспериментов на встречных протон-протонных пучках с энергией 3 x 3 ТэВ [1]. В промежутке СПП2 планируется использовать магнитную оптику с малой  $\beta$ -функцией в месте встреч ( далее будем обозначать  $\beta^*$  ) В промежутках СПП3, СПП5, СПП6 будут использоваться оптические схемы со средней  $\beta$ -функцией В основу построения магнитной оптики промежутков были положены следующие принципы:

- единичная матрица преобразования промежутка и согласование по дисперсии;
- подавление дисперсии в зоне пересечения пучков;
- унификация типов магнитов.

### 1. Промежуток с малой $\beta$ -функцией

Программа экспериментальных исследований в промежутке СПП2 накладывает жесткие требования на параметры встречных пучков. В частности, поперечный размер области взаимодействия должен равняться  $0,1 \pm 0,2$  мм, светимость должна быть не менее  $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  [2]. Для выполнения этих требований необходимо иметь  $\beta^* = 1 \text{ м}$  при величине среднеквадратичного ( скв ) инвариантного поперечного эмиттанта 8 мм мрад.

Схема пересечения пучков в промежутке показана на рис.1 ( вид сверху, заштрихованы дипольные магниты ). Расположение квадрупольных линз и диполей каждой ступени симметрично относительно центра СПП2, а направление поля в диполях антисимметрично Пучки пересекаются в горизонтальной плоскости в центре промежутка под углом  $0,35$  мрад. Дублеты квадрупольных линз и разводящие дипольные магниты, ближайшие к точке пересечения, имеют общую камеру для обоих пучков. Поэтому действие магнитного поля дипольных магнитов на встречные пучки противоположно В соответствии с этим во 2-й и 3-й ступенях СПП2 используются одинаковые оптические схемы, но квадрупольные линзы имеют противоположную фокусировку

Ход амплитудных функций в СПП2 2-й ступени показан на рис.2 ( сплошные линии, показана половина промежутка ) В 3-й ступени  $\beta_x$  и  $\beta_z$  меняются местами В пределах центрального дублета  $\beta$ -функция по одному из направлений возрастает до  $\approx 4,4$  км, что потребовало бы неразумно больших апертур при инжекции и ускорении в режиме неподвижной мишени, когда эмиттансы пучков максимальны Поэтому оптика СПП2 перестраивается в магнитном цикле путем изменения градиентов линз промежутка, так что при инжекции и ускорении максимум  $\beta$ -функции составляет  $\approx 570$  м ( пунктир на рис 2 ). На рис.3 показано изменение градиентов линз 2-й ступени в режиме перестраиваемой оптики. Для 3-й ступени символы F и C меняются местами В режиме встреч в точке пересечения  $\beta_x^* = \beta_z^* = 1 \text{ м}$ , что обеспечивает среднюю светимость до  $2 \cdot 8 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ .

Таблица 1

Параметры встречных протон-протонных пучков УНК

Максимальная энергия	3 x 3 ТэВ
Полная интенсивность	$2 \cdot 4 \cdot 10^{14}$
Число сгустков	8600
Максимальное число частиц в сгустке	$4 \cdot 4 \cdot 10^{10}$
Инвариантный поперечный эмиттанс ( скв )	8 мм мрад
Инвариантный продольный эмиттанс ( скв )	8,5 м МэВ/с
Длина сгустка ( скв )	11 см
Минимальное расстояние между сгустками	1,5 м
Длительность режиме встреч	$\approx 1$ час
В промежутке СПП2	
- $\beta$ -функция в пересечении	1 м
- Диаметр пучка в пересечении ( скв )	0,1 мм
- Угол пересечения пучков	0,35 мрад
- Средняя светимость	$2 \cdot 8 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
- Число событий на столкновение пары сгустков : $Z_{\text{полн}} = 10^6 \text{ м}^2$	$< 0,7$
- Сдвиг бетатронных частот при встречях	$< 7 \cdot 10^{-4}$
- Длина свободной зоны для детектора	$\pm 20$ м

На всех этапах магнитного цикла матрица преобразования промежутка остается единичной с набором фаз бетатронных колебаний  $4\pi$ . В режиме встреч дисперсионная функция согласована и в центре промежутка проходит через нуль под углом 6 мрад во 2-й ступени и 73 мрад в 3-й ( рис 2 ) При инжекции и

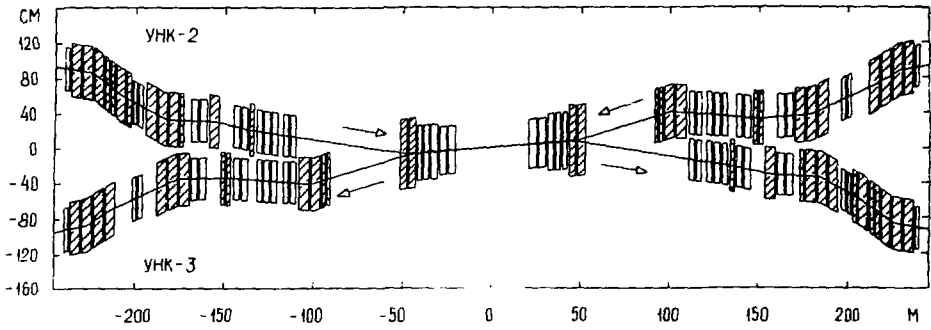


Рис. 1. Схема пересечения пучков в СППЗ 2-й и 3-й ступеней (вид сверху).

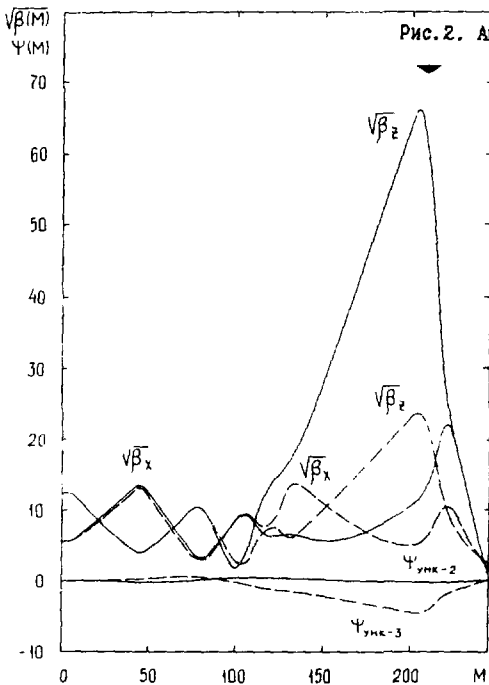


Рис. 2. Амплитудные функции в СППЗ 2-й ступени.

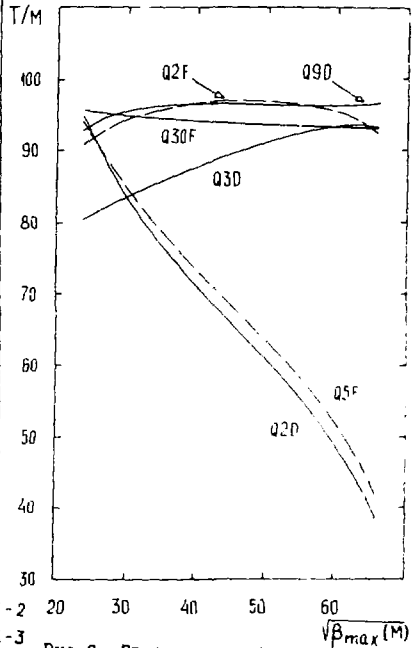
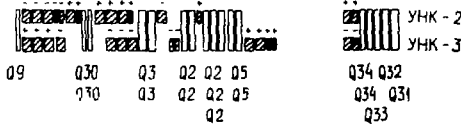


Рис. 3. Градиенты линз СППЗ 2-й ступени в режиме перестраиваемой оптики.

ускорении полное согласование дисперсии не обеспечивается, что приводит к модуляции дисперсионной функции до  $\pm 13\%$  в нормальной части структуры 2-й ступени и до  $\pm 32\%$  - в 3-й ступени. Параметры встречных pp-пучков УНК приведены в табл. 1

**2. Промежутки со средними  $\beta$ -функциями**

В настоящее время готовится программа экспериментальных исследований на внутреннем пучке 2-й ступени в промежутке СПЗ и на встречных пучках в СППБ. Проведение экспериментов в СППБ пока не планируется. Требования экспериментов к параметрам пучков позволяют использовать в СПЗ и СППБ одинаковую магнитную оптику с  $\beta$ -функцией в зоне детектора  $\approx 80$  м. (С учетом требования стандартизации магнитных элементов такая же оптическая схема запланирована в промежутке СППБ)

Схема пересечения пучков в СППЗ, СППБ показана на рис. 4 (вид сверху). В СППБ 2-я и 3-я ступени имеют такую же структуру, но на рисунке взаимно меняются местами. Расположение магнитных элементов симметрично относительно

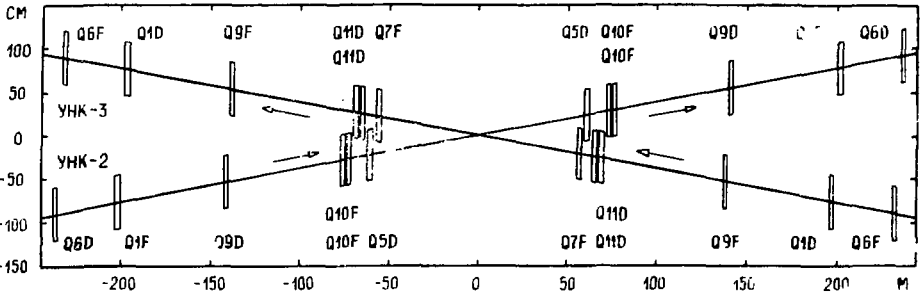


Рис. 4. Схема пересечения пучков в СППЗ, СППБ 2-й и 3-й ступеней (вид сверху).

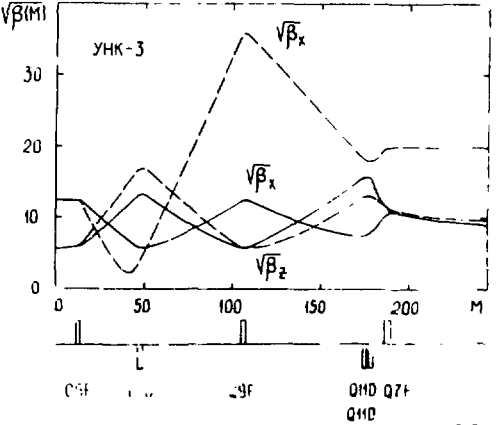
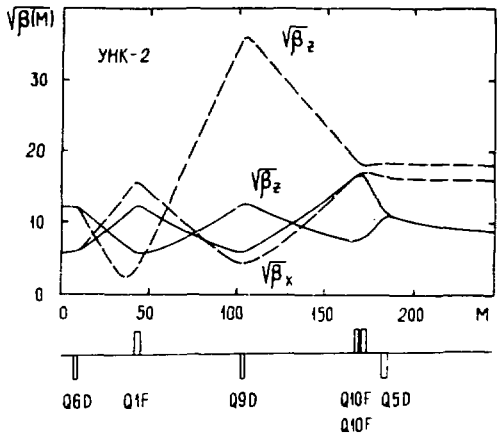


Рис. 5. Амплитудные функции в СППЗ(5, 6) 2-й и 3-й ступеней.



вина. Кроме того, магниты расположены зеркально симметрично относительно каждой четверти промежутка, причем в 1-й и 4-й четвертях диполи имеют полярность одного знака, во 2-й и 3-й четвертях - противоположного. Набеги бетатронных фаз в промежутке составляют  $4\pi$  по обоим направлениям колебаний. Горизонтальная дисперсия подавлена в СПП с помощью примыкающих к нему участков подавления и восстановления дисперсии. Согласование вертикальной дисперсии для указанной симметрии расположения магнитов выполняется автоматически. Это дает возможность варьировать в широком диапазоне величину подъема траексы 1-й ступени путем подбора количества и местоположения диполей

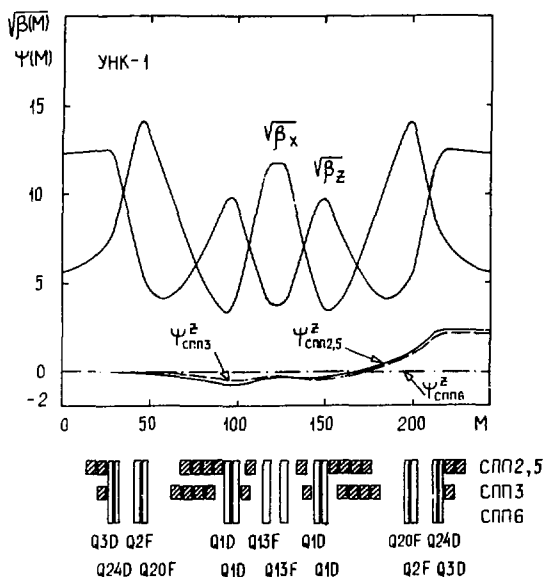


Рис. 7. Амплитудные функции в СПП2(3,5,6) 1-й ступени.

#### 4. Дюпски и коррекция

В режиме встреч промежутки СПП2 значительно увеличивает хроматичность УНК-2,  $\Delta Q_x$  (на  $\sim 40\%$  по одному из направлений) и почти полностью определяет силу параметрического резонанса для неравновесных частиц. Практически весь вклад в эти эффекты вносят линзы центрального дублета, ближайшие к центру СПП2. В таблицах 2-3 приведены добавки СПП2(3,5,6) к хроматичности и вклад СПП2 в параметрический резонанс: здесь  $\Delta Q_x$  - сдвиг бетатронной частоты,  $\Delta Q_z$  - полуширина параметрического резонанса,  $\Delta r/r$  - относительное отклонение от равновесного импульса.

Таблица 2

Добавки к хроматичности

	УНК-1		УНК-2		УНК-3	
	СПП2(3,5,6)	СПП2	СПП3(5,6)	СПП2	СПП2	СПП3(5,6)
	встречи/инжекция					
$\Delta Q_x / (\Delta r/r)$	-0,8	-6,5/-3,7	-1,5	-3,0	0/-5,8	-1,1
$\Delta Q_z / (\Delta r/r)$	-2,9	-3,0	0/-5,8	-1,1	-6,8/-3,7	-1,5

Таблица 3

Полуширина параметрического резонанса

	СПП2, встречи		СПП2, инжекция	
	УНК-1	УНК-3	УНК-2	УНК-3
$R_{\text{пл}} / (\Delta r/r)$	4	3,0	0,4	4,1
$R_z / (\Delta r/r)$	3,0	4,7	4,1	0,4



Для компенсации этих эффектов рассмотрена схема локальной коррекции промехутка СППЗ 2-й и 3-й ступеней. Она включает в себя два секступольных корректора одного типа, которые размещаются в примыкающих к СППЗ участках подавления и восстановления дисперсии. Секступоли устанавливаются в местах с одинаковыми  $\beta$ -функциями: со сдвигом бетатронной фазы между собой  $5\pi$ , что подавляет резонансы 3-го порядка. Данная схема позволяет изменить вклад СППЗ в хроматичность и параметрический резонанс в  $\approx 3$  раза. При этом сила секступольного корректора должна быть существенно больше силы стандартного корректора из номинальной части структуры. Данные приведены в таблице 4, где  $(H'')^{-1}$  — сила одного корректора.

Таблица 4

Полуширина параметрического резонанса и добавки к хроматичности с учетом коррекции

	СППЗ, встречи		СППЗ, инжекция	
	УНК-2	УНК-3	УНК-2	УНК-3
$\Delta Q_x / (\Delta p/p)$	-11.3	-11.0	-4.0	-4.0
$\Delta Q_z / (\Delta p/p)$	-11.0	-11.0	-4.0	-4.0
$R_x / (\Delta p/p)$	8.0	7.9	0.2	2.4
$R_z / (\Delta p/p)$	7.9	8.6	2.4	0.2
$(H'')^{-1}$ , кэ м/см <sup>2</sup>	18.7	11.1	1.5	0.9

Нескомпенсированная добавка к хроматичности может быть подавлена общей системой коррекции, которая обладает достаточной для этих целей силой. Влияние параметрического резонанса будет приводить к модуляции амплитуды бетатронных колебаний частиц с несамовесным импульсом. В режиме встреч с учетом коррекции модуляция амплитуды  $\Delta a/a > \pm 1\%$  будет наблюдаться для частиц, имеющих  $\Delta p/p > \pm 3 \cdot 10^{-4}$ , что больше процентного импульсного разброса.

Параметрический резонанс бетатронных колебаний возбуждается также при отклонении от номинала градиентов магнитного поля квадрупольных линз. За исключением линз центрального дублета СППЗ полуширина параметрического резонанса, возбуждаемая отдельной линзой любого СПП, не превышает  $0,6 \Delta G/G$ , где  $G$  — градиент магнитного поля. Допуск на градиент поля в этих линзах достаточно выбрать равным  $\Delta G/G < 10^{-3}$ , что может привести к модуляции амплитуды колебаний  $< \pm 0,2\%$ . Полуширина параметрического резонанса, возбуждаемая отклонением полей в линзах центрального дублета, приведена в таблице 5. Во 2-й строке указан допуск при условии  $\Delta a/a < \pm 1\%$ .

Таблица 5

Полуширина параметрического резонанса (режим встреч)

	Q31	Q32	Q33	Q34
$R_{\max} / (\Delta G/G)$	2.8	4.5	7.7	7.9
$(\Delta G/G)_{\max}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$

#### Л и т е р а т у р а

- 1 В. И. Балбенко и др. Труды 3-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 1, с. 187, ОИЯИ, Дубна, 1983.
- 2 С. П. Денисов. Препринт ИФЭЗ АБ. № Серпухов, 1988.
- 3 В. И. Балбенко, Ю. М. Носовые. Препринт ИФЭЗ 83-191, Серпухов, 1983.

## В-МЕЗОННЫЕ ФАБРИКИ

Г.М.Тумайкин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Рассмотрены основные проблемы В-мезонных фабрик на основе установок со встречными электрон-позитронными пучками на энергию в центре масс 10-11 ГэВ со светимостью более  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Задача сооружения таких установок связана с возросшим интересом к исследованию свойств В-мезонов и, в частности, эффектов CP-несохранения в системах с В-мезонами, где требуется статистика  $10^3$  событий за эксперимент. В настоящее время обсуждаются два направления таких проектов: циклические и линейные коллайдеры. Анализ возможностей этих направлений и конкретные предложенные проекты представлены в данной работе.

1. Светимость установок со встречными пучками определяется известным соотношением:

$$L = \frac{N_1 N_2}{S} f, \quad (1)$$

где  $N_1, N_2$  - число частиц в сгустках;  $S = 4\pi\sigma_z\sigma_x$  - поперечное сечение пучка с гауссовым распределением  $\sigma_z$  и  $\sigma_x$ ;  $f$  - частота столкновений.

Светимость первых установок со встречными электрон-позитронными пучками (ВЭП-2, АСО, Adone) была порядка  $10^{28-29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что позволило наблюдать на них процессы с сечением до  $10^{-33} \text{ см}^{-2}$ .

На втором поколении установок (ВЭП-2М, SPEAR, DORIS и др.) за счет использования малой бета-функции светимость была поднята более чем на 2 порядка. Такое увеличение светимости сыграло важную роль в получении в последнее десятилетие огромного количества информации о структуре элементарных частиц.

Сегодня ставится задача осуществления еще одного шага в увеличении светимости - создания следующего поколения установок для нескольких областей энергий в системе центра масс. На рис.1 представлена светимость работающих установок и желаемые ее значения для нового класса экспериментов в области энергий  $\Phi$ -мезона ( $S$  - кварки),  $\Psi$ -мезонов ( $C$  - кварки),  $Y$ -мезонов ( $b$ -кварки). Наибольший интерес представляет область энергий 10-11 ГэВ - область В-физики.

II. В настоящее время обсуждаются в основном два подхода к созданию В-фабрики. Первый - на базе традиционных накопительных колец с реализацией всех их возможностей /1,2,3/. Второй - линейные встречные пучки /4,5/.

Ограничение светимости в тех и других обусловлено в первую очередь эффектами встречи.

Как известно, встречный пучок для частиц другого пучка является линзой с фокусным расстоянием  $F$ . В линейном приближении для круглого пучка имеем

$$F^{-1} = \frac{Nz_e}{8\sigma_z^2}, \quad \text{а для плоского:}$$
$$F_{z,x}^{-1} = \frac{2Nz_e}{8(\sigma_x + \sigma_z)\sigma_{z,x}}. \quad (2)$$

В (2)  $z_e$  - классический радиус электрона,  $\gamma$  - энергия налетающей на пучок частицы в единицах энергии покоя электрона  $mc^2$ ,  $N$  - число частиц,  $\sigma$  - размер.

Ниже приведены основные соотношения и понятия, характеризующие ограничения светимости в циклических и линейных коллайдерах. Все численные оценки

даются для энергии  $\gamma'$ -мезона, для простоты рассмотрено взаимодействие круглых пучков с дисперсией  $\tilde{\sigma}_z$  - в поперечном направлении и  $\tilde{\sigma}_s$  - в продольном.

Циклические встречные пучки

Линейные встречные пучки

Критерии устойчивости

$\xi = \frac{1}{4\pi} \frac{B}{F}$  - линейный сдвиг бетатронной частоты на одно место встречи, где  $B$  - бета-функции.

$D = \frac{\tilde{\sigma}_s}{F}$  - параметр разрушения (*disruption parameter*) где [11,12]

$\xi = 0,03+0,05.$

$\tilde{\sigma}_s$  - длина сгустка.

$D = 10+20.$

Динамика частиц

Образование областей автофазировки нелинейных резонансов, синхробетатронные резонансы, стохастические явления. В итоге поперечные размеры пучков увеличиваются, время жизни уменьшается.

Сгустки вначале pinchуются, затем их размер увеличивается. Величина pinch-фактора  $H(D)$  может достигать  $\sim 8$ .

Светимость

$$h = \frac{N^2}{4\pi\tilde{\sigma}_z^2} f_0,$$

$$h = \frac{N^2}{4\pi\tilde{\sigma}_z^2} f_0 H(D),$$

$$h = \frac{2\xi^2}{B\tilde{\sigma}_z^2} f_0 \varepsilon,$$

$$h = \frac{N\gamma D H(D)}{4\pi r_0 \tilde{\sigma}_s} f_0.$$

где  $\varepsilon = \frac{r_0 \tilde{\sigma}_z^2}{B}$  - эмittance.

Плотность мишени (встречного пучка) на одно прохождение (частиц/см<sup>2</sup>)

$$n_0 = \frac{N}{4\pi\tilde{\sigma}_z^2}$$

$$n_0 = \frac{\xi\gamma}{r_0 B},$$

$$n_0 = \frac{D H(D)\gamma}{4\pi r_0 \tilde{\sigma}_s}.$$

Пример:

$\gamma = 10^4, \xi = 0,04, B = 2 \text{ см},$   
 $n_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$

$\gamma = 10^4, D = 10, H(D) = 8,$   
 $\tilde{\sigma}_s = 0,1 \text{ см}, n_0 = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}.$

Число проходов до полной потери энергии ( $\nu$ )

$$\nu = \frac{\gamma}{\Delta\gamma}, \quad \text{где } \Delta\gamma = \frac{4\pi r_0}{3R} \gamma^4.$$

$$\nu = 1.$$

относительная потеря энергии из-за синхротронного излучения на обороте. При  $\gamma = 10^4, R = 25 \text{ м}$   $\nu = 2,2 \cdot 10^3.$

Эффективная плотность мишени при полном использовании энергии частицы ( $n_0^* = n_0 \nu$ )

$$n_0^* = n_0 \frac{\gamma}{\Delta\gamma} = 1,6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}.$$

$$n_0^* = n_0 = 2,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}.$$

Циклические встречные пучкиЛинейные встречные пучкиМощность, затрачиваемая на ускорение

$$P_{\text{пучк}} = 2L/n_0^* \cdot \gamma m c^2 \quad (\text{эВ/с}^{-1})$$

$$\text{Для } L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$$

$$P_{\text{пучк}} = 1 \text{ МВт.}$$

$$P_{\text{пучк}} = 0,6 \text{ МВт.}$$

Требуемое число частиц (позитронов) в секунду ( $\dot{N}$ )

$$\dot{N} = L \cdot \Sigma \cdot K,$$

$$\dot{N} = L/n_0.$$

где  $\Sigma = 3 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$  - сечение потерь из-за однократного тормозного излучения на частицах встречного пучка,

$K$  - коэффициент, учитывающий потери на остаточном газе и из-за эффектов встречи ( $K = 2+4$ ).

$$\text{При } L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$$

$$\dot{N} = 10^9 \text{ с}^{-1}.$$

$$\dot{N} = 3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}.$$

Энергетические затраты на получение позитронов

$$P_{e^+} = C \cdot \dot{N} \quad (\text{электрон вольт/с}),$$

где  $C = 25 \cdot 10^9 \text{ эВ}$  - энергетические затраты на получение одного позитрона  $/\gamma$ .

$$\text{При } L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$$

$$P_{e^+} = 5 \text{ Вт.}$$

$$P_{e^+} = 1,2 \text{ МВт.}$$

(С учетом охлаждения в накопительном кольце эти затраты несколько возрастут).

Суммарные энергетические затраты, вкладываемые в пучки от ВЧ-систем

$$P = 1,0 \text{ МВт.}$$

$$\text{При } L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$$

$$P = 1,8 \text{ МВт.}$$

Анализируя основные соотношения для линейных и циклических коллайдеров, можно сделать следующие выводы:

1. Для увеличения светимости в циклических коллайдерах нужно уменьшить бета-функцию, а в линейных - длину сгустка.

2. Несмотря на то, что при однократном прохождении плотность мишени в линейном коллайдере существенно выше, эффективные плотности ( $n_0^*$ ) отличаются в меньшей степени, что обусловлено многократным использованием частиц в циклических коллайдерах.

3. В линейных коллайдерах основные затраты высокочастотной мощности определяются системой производства позитронов, так как в предлагаемых проектах они используются только на одно столкновение. Это связано, в первую очередь, с увеличением фазового объема пучков после столкновения. Их повторное использование в предлагаемых проектах не предполагается, так как для охлаждения на высокой энергии требуется мощная ВЧ-система, а фазовый объем пучка получается достаточно большим. Режим с предварительным торможением и рекуперацией энергии также имеет свои проблемы (возбуждение высших мод и др.).

В итоге суммарные затраты мощности на получение и ускорение частиц при приведенных параметрах оказываются одного порядка.

4. Монохроматичность. Этот важный параметр при проведении экспериментов для циклических коллайдеров определяется квантовым характером излучения:

составляет обычно для области  $\Upsilon$ -мезонов не более чем  $10^{-3}$ . В линейных коллайдерах монохроматичность распределяется несколькими факторами. Во-первых, это ограничение на длину сгустков, которая должна быть много меньше длины волны ускоряющей структуры; во-вторых, влияние полей излучения при прохождении структуры и, наконец, тормозное излучение в достаточно сильном электромагнитном поле встречного сгустка. Поэтому в большинстве обсуждаемых проектах линейных коллайдеров монохроматичность не лучше  $10^{-3}$ . Однако при принятии специальных мер и потере светимости по крайней мере теоретически может быть достигнута монохроматичность порядка  $10^{-5}$ . Что касается циклических коллайдеров, то здесь обсуждаются специальные схемы, обеспечивающие более высокую монохроматичность за счет создания большой  $\Psi'$ -функции разных знаков для электронов и позитронов<sup>/3/</sup>.

II. циклические коллайдеры. Рассмотрим пути увеличения светимости, заложенные в проекты циклических В-фабрик.

1. Увеличение частоты столкновений сгустков посредством реализации многосгусткового режима. Хотя имеется положительный опыт многосгусткового режима в одном кольце на установке CESR, большие перспективы обеспечивает установка с двумя кольцами. Для организации лобовой встречи предлагается использовать электростатические или высокочастотное разведение орбит. Обсуждается число сгустков в каждом кольце  $\approx 20$ , что обеспечит соответствующее увеличение светимости.

2. Уменьшение  $\beta$ -функции. Обсуждаются варианты создания прожекторов с микробетафункцией меньше 1 см. Серьезной проблемой при этом становится задача получения очень коротких сгустков с  $\sigma_s < 1$  см. Кроме того, имеются сложности компенсации большого хроматизма в линзах, прилегающих к месту встречи.

3. С увеличением эмиттанса линейно растет светимость. Имеются несколько способов увеличения эмиттанса:

- использование магнитных элементов с большими полями;
- уменьшение частот радиальных бетатронных колебаний;
- организация специальной структуры со вставками.

Последний /3/ основан на создании специального участка в структуре с большой величиной инварианта  $J = \frac{1}{B_2} \psi_1^2 + 2 \Delta x \psi_1 \psi_2' + B_2 \psi_2'^2$ , ответственного за возбуждение радиальных бетатронных колебаний, где относительно слабы поля; эффективно возбуждается большая величина эмиттанса.

Основные ограничения на пути увеличения эмиттанса обусловлены конечными аксептансом и динамической апертурой.

4. Увеличение радиального размера в месте встречи за счет организации большой дисперсионной функции, запланированное в /3/, может обеспечить увеличение светимости в несколько раз без необходимости увеличения эмиттанса и, соответственно, аксептанса установки.

Серьезной технической проблемой создания В-фабрики является получение большой высокочастотной мощности, связанной со светимостью следующим соотношением:

$$L = 1,2 \cdot 10^{35} \frac{P(Mbm) R(u) \cdot \xi^2}{B_2(cu) E^3 (r\beta B)} \quad (3)$$

где  $R$  - радиус кривизны в метрах.

Из (3) следует, что для  $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ,  $R = 10 \text{ м}$ ,  $B_2 = 1 \text{ ГэВ}$ ,  $\beta_2 \gg 1 \text{ см}$  (плоский пучок),  $E = 5 \text{ ТэВ}$ ,  $\xi = 0,01$  требуется мощность  $P = 10 \text{ МВт}$ . С учетом потерь в резонаторах и потерь на входе, которые будут при корот-

ких сгустках, генератор должен иметь еще большую мощность. Непростой проблемой также является разработка приемников излучения для съема этой мощности.

Из физических задач наиболее трудной будет задача обеспечения устойчивости пучков в условиях многосгусткового режима при коротких сгустках и больших (около 1 А) токах.

Ниже приведены основные параметры двух наиболее разработанных проектов циклических В-фабрик /1,2,3/.

	<i>SIN</i>	ВЭПП-5
$E$ (ГэВ)	2х7	2х3.5
Периметр (м)	348	530
Светимость ( $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ ) при 5,3 ГэВ	$2 \cdot 10^{33}$	$10^{34}$
Число сгустков	20	20
Бета-функция (см)	2	1
Ток (А)	0.5	1.8
Мощность потерь на СИ (МВт)	1	9
$\frac{\Delta E}{E}$ при энергии 5,0 ГэВ	$0,8 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$

Общая черта обоих проектов - использование двух колец и многосгустковый режим. Основное отличие проекта ВЭПП-5 от проекта *SIN* заключается в организации специальной структуры экспериментального промежутка с большим инвариантом и отрицательной  $\Psi$ -функцией. Эта структура позволяет легко управлять эмиттансом и уменьшает коэффициент уплотнения орбит, что дает возможность уменьшить длину сгустка. В одном из колец  $\Psi$ -функция дополнительно меняет знак, что обеспечивает разные знаки  $\Psi$ -функций в месте встречи. Таким образом достигается монохроматичность энергии взаимодействия ( $\frac{\Delta E}{E} \approx 1.5 \cdot 10^{-4}$ ). Это - важное экспериментальное преимущество для изучения узких резонансов.

В проекте *SIN* в качестве инжектора используется комплекс, состоящий из линейного ускорителя электронов с системой конверсии электронов в позитроны, накопительного кольца и синхротрона (рис.2). Эта схема подобна работающей в центре DESY.

На установке ВЭПП-5 (рис.3) планируется использовать линейный ускоритель на энергию до 10 ГэВ, построенный на основе модулей, которые разрабатываются для проекта ВЭПП /3/. Ускоренные до этой энергии электроны будут использоваться для получения позитронов, накапливаемых в специальном кольце на энергии 0,5 ГэВ. Последующее ускорение этих позитронов, а также электронов для инжекции в ВЭПП-5 будет проводиться в этом же комплексе.

IV. Линейные коллайдеры. Основная идея линейных коллайдеров первоначально была связана с перспективой получения встречных пучков сверхвысоких энергий (100 ГэВ) /3/. Оценки показывают, что такая схема в принципе может обеспечить светимость до  $10^{34}$  в области энергий 100 ГэВ. Основная проблема таких проектов - это получение коротких интенсивных сгустков с малым потерей эмиттансом. Частота столкновений в линейных коллайдерах существенно ниже, чем в циклических, и в соответствующее число раз должна быть выше светимость на одно столкновение. Ниже приведены два примера таких проектов /4,5/.

	Проект <i>Amaldi</i> (рис.4)		<i>LCLA</i> -проект
	I вариант	II вариант	
Энергия (ГэВ)	5	3-10	5
Светимость ( $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ )	$10^{33}$	$10^{34}$	$3 \cdot 10^{33}$
Энергетический разброс	$10^{-3}$	$10^{-2}$	$4 \cdot 10^{-3}$
Длина сгустка (нм)	1,3	0,4	0,1

Проект *Amaldi* УСЛА-проект  
 I вариант II вариант  
 $5 \cdot 10^{10}$   $8 \cdot 10^{10}$   $5 \cdot 10^{10}$   
 I2 I2 IO

Число частиц в пучке  
 Частота повторения (кГц)

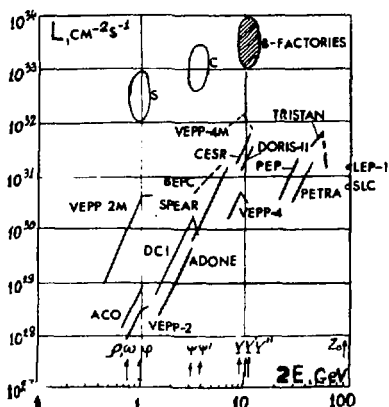


Рис.1. Светимость установок со встречными пучками.

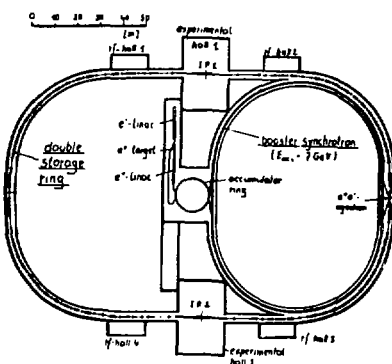


Рис.2. Общая схема проекта *SIN*.

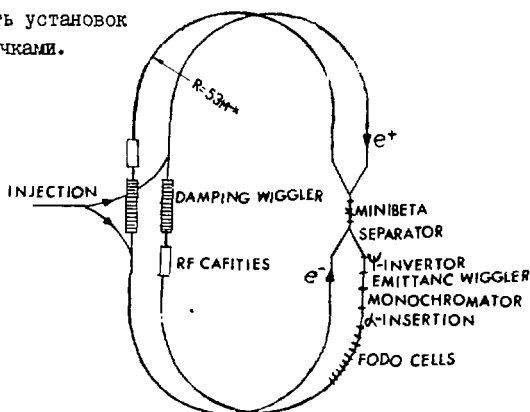


Рис.3. Схема накопительных колец и основных элементов установки ВЭПП-5.

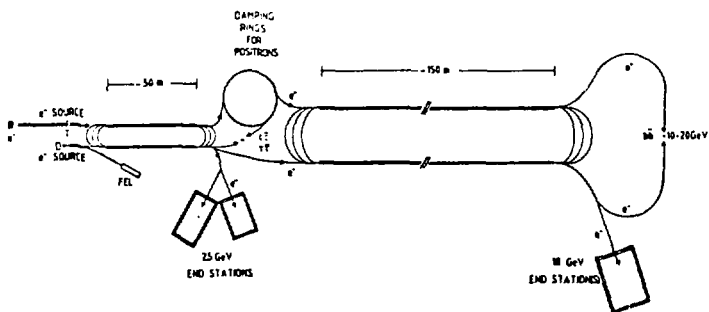


Рис.4. Схема В-фабрики на основе линейных встречных пучков с рециркуляцией.

В проекте *Amaldi* ускоряющая структура планируется на сверхпроводящих резонаторах с частотой 300 МГц и темпом ускорения 7 МэВ с 4-кратной рециркуляцией пучка. Проект *UCLA* основывается на коротковолновой структуре с импульсным питанием, с темпом ускорения 200 МэВ/м и однократным прохождением.

В обоих проектах схема получения малоэммитансного пучка позитронов включает в себя охлаждающее накопительное кольцо, электроны предполагается получать непосредственно из специальной лазерной пушки с последующей группировкой и ускорением.

У. Другие схемы. Для исследования CP-несохранения в B-мезонах с целью упрощения идентификации событий представляет интерес сооружение несимметричных коллайдеров с разными энергиями встречных пучков при сохранении энергии центра масс. В таких системах из-за движения центра инерции можно различать распад частиц с разными временем жизни. В линейных коллайдерах такая задача решается просто. В *BESY* и *SLAC* предложены проекты несимметричных цилиндрических коллайдеров с использованием установок *PETRA* и *PEP/3,9/*. К этим высокоэнергетичным кольцам предлагается пристроить небольшие кольца с энергией 1 ГэВ и осуществить встречу с пучком в основном кольце с энергией 12 ГэВ. Такого типа B-фабрика может обеспечить светимость  $5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Интересный проект комбинированного коллайдера представлен в /10/, где электронные сгустки из линейного ускорителя с энергией 2,5 ГэВ сталкиваются с позитронными сгустками в накопительном кольце с энергией 10 ГэВ. Таким образом снимается проблема высокоинтенсивного позитронного источника, так как обеспечено многократное использование позитронов. Ожидаемая светимость этого комбинированного коллайдера  $3 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

В заключение автор благодарит А.А.Моленца, А.И.Скринского за обсуждение проблем, связанных с B-фабриками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R. Eichler et al. Motivation and Design Study for a B-meson Factory with High Luminosity. SIN, PR-86-13, 1986.
2. K. Wille. B-Factories. I European Conf. on High Energy Accelerators, Rome (1988).
3. А.Н.Дубровин и др. Концептуальный проект B-фабрики кольцевого типа. Там же.
4. U. Amaldi. Origin, development and status of the superconducting radio-frequency complex. CERN-EP/88-32, 9th March, 1988.
5. D.E. Cline. The UCLA  $e^+e^-$  Linear Collider BE Factory Project. University of California, 1987.
6. Balakin V.E., Budker A.M. and Skrinsky A.N. Proc. of the 6th National Conf. on Accelerators, Dubna, 1978, V.1, p.27-34; V.E. Balakin, A.N. Skrinsky. Proc. of the XIII Int. Conf. on High Energy Accelerators, V.1, p.101, 1987.
7. SLC Design Handbook, Stanford Linear Accel. Center (December 1984).
8. H. Neesemann et al. The Use of PETRA as a B-Factory. I European Conf. on High Energy Accelerators, Rome (1988).
9. J. Kees. On the luminosity of the Heteroenergetic Colliding-Beam Storage rings. SLAC/AP-67, 1988.
10. P. Grosse-Wiesmann. Colliding a Linear Electron Beam with a Storage Ring Beam. SLAC-PUB-4515, 1986.
11. R. Hollebeck. Nucl. Instr. Meth., 184 (1981), 333.
12. Balakin V.E., Solyak N.A. Proc. of XII Conf. on High Energy Acc. 1983, p.124.



## НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ УСТАНОВКИ ВЭПП-3

С.А.Беломестных, Л.М.Бровин, П.А.Винокуров, П.Д.Вооблы, А.С.Калинин, С.Е.Карнаев, Г.И.Кезерашвили, В.А.Киселев, Э.А.Купер, В.И.Литвиненко, А.С.Медведко, Н.А.Мезенцев, Л.А.Мироненко, С.И.Мишнев, С.Ф.Михайлов, В.В.Муратов, Д.М.Николенко, В.В.Петров, В.М.Петров, И.Д.Протопопов, Л.А.Симонов, А.Б.Темных, Г.М.Тумаикин, А.В.Филипченко, Б.А.Шварц, Ю.И.Зейдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Накопитель ВЭПП-3 является инжектором для установки со встречными пучками ВЭПП-4. После останова ВЭПП-4 в 1980 г. для модернизации накопительное кольцо ВЭПП-3 было реконструировано для проведения экспериментов по следующим программам:

- 1) изучение рассеяния электронов высоких энергий на поляризованных ядрах дейтерия с использованием внутренней мишени;
- 2) получение фотонов высокой энергии для изучения их взаимодействия с ядрами тяжелых элементов;
- 3) использование синхротронного излучения;
- 4) тестирование аппаратуры будущих детекторов пучками вторичных частиц;
- 5) создание источника когерентного излучения в оптическом диапазоне (оптический клистрон).

Общий вид накопительного кольца после реконструкции приведен на рисунке. Основные параметры накопителя: максимальная энергия  $\approx 7$  ГэВ; ток в пучке на энергии  $\approx 7$  ГэВ 100-200 нА, ограничение максимального тока связано с мощностью ВЧ-системы; время жизни при токе 200 нА на энергии  $\approx 7$  ГэВ составляет 3 часов и определяется однократным рассеянием на атомах остаточного газа. В зависимости от требований может осуществляться режим работы с одним или двумя сгустками. В настоящее время на установке ВЭПП-3 проводятся эксперименты по всем перечисленным программам и осуществляются работы с целью улучшения ВЭПП-3 как инжектора для накопителя ВЭПП-4.

### 1. Рассеяние электронов на поляризованных ядрах дейтерия

На накопителе ВЭПП-3 проводятся эксперименты с использованием струнной мишени тензорнополяризованных атомов дейтерия /1/. Они являются продолжением работ, проведенных на накопителе ВЭПП-2/2/. Такие эксперименты позволяют решить ряд актуальных вопросов физики межнуклонных взаимодействий. Так, проведение поляризационных экспериментов в упругом рассеянии тесно связано с возможностью разделения монопольного и квадрупольного электрических форм-факторов дейтрона. В канале дезинтеграции поляризованного дейтрона можно изучить импульсное распределение нуклонов отдельно в F- и D-волне дейтрона.

В настоящему времени проведен сеанс работы со струнной поляризованной мишенью и получены предварительные результаты. Дальнейшая работа планируется в коллаборации с физиками Аргоннской национальной лаборатории (ANL) с применением накопительной ячейки, увеличивающей толщину поляризованной мишени.

### 2. Установка РОКК-2 для получения пучка фотонов высокой энергии

На установке для получения рассеянных обратно комптоновских квантов (РОКК) используется рассеяние фотонов лазерного пучка на электронном сгустке накопителя ВЭПП-3. Общая схема установки показана на рисунке. Основными ее элементами являются: лазерная система, вакуумный канал с зеркалом, система регистрации рассеянных электронов, аппаратура для мониторинга пучка комптоновских фотонов.

В качестве источника фотонов используется лазерная система *INOVA-20* фирмы *COHERENT RADIATION*, синхронизованная с частотой обращения электронов в накопителе ВЭПП-3 — 4,03 МГц. Рабочая длина волны фотонов  $314\text{ \AA}$ . Средняя мощность 3 Вт при длительности импульса 1к нс. Оптика установки позволяет нацеливать луч лазера диаметром 2-3 мм в электронный пучок с точностью 10 мкм. Взаимодействие лазерного и электронного пучков можно организовать на любом участке экспериментального промежутка накопителя за счет изменения фазы между пучками и перемещения перетяжки лазерного пучка. Контроль за размером, положением и поляризацией лазерного луча производится в центре и в конце промежутка.

Характеристики пучка обратных фотонов измеряются системой мониторинга пучка, состоящей из calorиметра, пропорциональной камеры и сцинтилляционных счетчиков. Calorиметр полного поглощения на основе кристалла *NaJ* применяется для измерения потока и энергетического спектра вторичных гамма-квантов. Энергетическое разрешение составляет 3%. Координатное распределение измеряется двумя индукционными камерами (в поперечных направлениях) с разрешением 300 мкм. Для регистрации заряженных частиц применяются быстрые пластические счетчики, они работают на антисовпадение.

Лечение энергии обратного фотона производится по измерению координаты рассеянного электрона после отклонения его в поворотных магнитах. Отклонение электрона на 1 мм соответствует потерянной энергии 3 МэВ. Для измерения координаты электрона используется дрейфовая камера с разрешением 300 мкм. Диапазон мечения фотонов 40-200 МэВ. Калибровка системы мечения производится по краям комптоновского спектра на двух линиях генерации лазера. Точность восстановления энергии обратных фотонов вычисляется по уширению жесткого края спектра. Предельное разрешение по системе мечения — 3%, определяемое радиальным эмиттансом электронного пучка.

Обработка информации с мониторирующей системы и системы мечения полностью автоматизирована. Набор программы и аппаратура позволяет организовывать разного рода совпадения, калибровки и производить обработку экспериментальных данных в реальном времени с выводом результатов на цветные дисплеи.

Предельно возможная загрузка пучка вторичных фотонов на установке составляет  $10^6$  фотонов в секунду. В настоящее время получено  $10^6$  фотонов в секунду при уровне фона от термального излучения 0,03. Достигнуто разрешение на системе мечения 10-15 МэВ по энергии вторичных фотонов в диапазоне 40-200 МэВ.

Основными достоинствами пучка  $\text{PbPb} \rightarrow \gamma$  являются: 1) близкая к  $100\%$  круговая или линейная поляризация гамма-пучка (с возможностью выбора инверсии знака поляризации); 2) высокая степень монохроматичности; 3) практически полное отсутствие нейтронного радиационного фона, обусловленное спецификой работы накопителя и отсутствием тормозной мишени; 4) высокий коэффициент заполнения пучка, позволяющий эффективно регистрировать совпадения продуктов ядерных реакций; 5) возможность плавно менять энергию гамма-квантов без потерь интенсивности пучка путем изменения энергии электронов в накопителе.

Совместно с ИИЛ АН СССР ведется работа по программе экспериментов с использованием пучка монохроматических поляризованных фотонов. Эта программа включает в себя измерение сечения фотоделения тяжелых ядер с целью определения полных сечений фотопоглощения, измерение угловых и энергетических распределений осколков деления и легких ядерных фрагментов, изучение поляризационных эффектов в фотоделении ядер. Для реализации этой программы разработан широкоапертурный детектор фрагментов деления, основанный на использовании пропорциональных камер низкого давления и пластиковых сцинтилляционных модулей.

### 3. Использование синхротронного излучения

На период модернизации накопителя ВЭИ-4 работы с синхротронным излучением проводятся на накопителе ВЭИ-3. В специальный бункер, в котором размещены экспериментальные станции, выводится СИ из трехполосного вигглера, размещенного в прямолинейном промежутке накопителя. Основные параметры вигглера и СИ при энергии электронов 4 ГэВ:

магнитное поле	- 2 Тесла
критическая длина волны	- 2,3 Å
горизонтальные углы расходимости СИ	- ±30 мрад
расстояние от точки излучения до бункера	- 9 метров

Пучок СИ из вигглера разделяется на 9 каналов и выводится в бункер. В конце 1988 года будет готов сверхпроводящий вигглер с максимальным магнитным полем 3,3 Тесла, который заменит существующий. Сверхпроводящий вигглер спроектирован так, чтобы на существующих каналах СИ максимально уменьшить эффект двух точек излучения, что особенно важно при проведении экспериментов с пространственным разрешением. Один канал СИ выводит излучение в бункер из поворотного магнита с радиусом кривизны 7 метров. Этот канал высоковакуумный, имеет общий вакуум с накопителем. В остальных каналах СИ вакуум накопителя и канала разделен блоком из 3-х бериллиевых охлаждаемых водой фольг общей толщиной 0,5 мм. Каждый канал имеет затвор, который управляется из бункера и надежно перекрывает излучение из накопителя в бункер. Все каналы подключены к вакуумной магистрали.

На экспериментальных станциях с использованием СИ из накопителя ВЭИ-3 работают несколько десятков групп из разных городов СССР и других стран.

Станция рентгенографического кино обслуживает около двадцати экспериментальных групп, оснащена однокристалльным монохроматором на область энергии 3-40 кэВ, однокоординатным рентгеновским детектором, набором камер для образцов, позволяющим проводить эксперименты в большом диапазоне температур, давлений, механических напряжений. Основные работы на станции связаны с изучением динамики разрушения металлов, изучением фазовых переходов при сверхвысоких давлениях, изучением структурных превращений при химических реакциях в твердом теле с временным разрешением 1 нс.

Станция рентгеновской топографии и дифрактометрии используется девятью группами и оснащена гониометром, монохроматором, дифрактометром, набором камер для образцов и набором детекторов. Экспериментальные возможности: получение изображений дефектов в кристаллах в диапазоне 0,1-2 Å с разрешением 1 мкм на фотозумельских и 20-50 мкм на TV-трубках.

Станция EXAFS-спектроскопии используется тринадцатью группами и оборудована двукристалльным монохроматором с разрешением  $2 \cdot 10^{-4}$ , ионизационными камерами для мониторинга, полупроводниковым детектором и сцинтилляционными счетчиками для регистрации флуоресценции. На станции проводится изучение структуры аморфных полупроводников, металлических стекол и т.д.

Станция малоугловой дифрактометрии используется тремя группами и оборудована однокристалльным фокусирующим монохроматором, малоугловой камерой, рентгеновским координатным детектором, набором камер для образцов. На станции проводятся исследования объектов со структурами  $\sim 1000$  Å.

Станция элементного анализа обслуживает 15 групп и оснащена однокристалльным фокусирующим монохроматором с  $\frac{dE}{E} = 1\%$  на область энергии 5-100 кэВ. Здесь имеются камера образцов со сканером, полупроводниковые детекторы с разрешением 170-200 эВ, быстрая спектрометрическая аппаратура. Экспериментальная станция обеспечивает массовый экспрессный анализ при концентрациях  $10^{-7}$  г/г и

геохимический анализ руд, лунного грунта, метеоритов с чувствительностью  $10^{-8}$  Гр/г.

Станция рентгеновской микроскопии и микрофотографии в настоящее время находится в состоянии запуска и позволит получать двумерное изображение распределения элементов, начиная с  $Fe$ , в биологических и других объектах, используя скачок поглощения на K-крае элемента.

#### 4. Тестирование аппаратуры лучками вторичных частиц

Для проверки элементов детекторов и измерения их характеристик на электронах и позитронах с энергией до 2 МэВ была создана установка ЭТАИ (электронны для тестирования аппаратуры).

Лучки тормозной  $\beta$ -квант, рожденные пучком накопителя ВЭМ-3 на остаточном газе и в веществе специального прооника, который может вводиться в вакуумную камеру, выходит из вакуумной камеры и попадает на конвертор. Образовавшиеся здесь электроны и позитроны отклоняются в поле магнита и попадают на проверяемые объекты. Угол отклонения частиц, фиксируемый мониторирующими сцинтилляционными счетчиками или измеримы с помощью координатных детекторов, определяет энергию электронов и позитронов. В качестве магнитного спектрометра используется один из магнитов ВЭМ-4. Расстояние между полюсами магнита 30 см, напряженность поля 1 Г при токе в обмотках магнита около 1 кА.

С ноября 1967 г. по февраль 1968 г. на установке ЭТАИ был проведен первый цикл измерений матрицей из 40 кристаллов  $CaF_2$  (прототип калориметра детектора КадР) и набором дрейфовых трубок из алюминизированного лавсана (прототип верхнего детектора).

Предварительные результаты измерения показывают, что энергетическое разрешение калориметра составляет 1,5%.

#### 5. Байпасс — специализированный пролежухок для работы с оптическим килитроном

В 1966 г. параллельно одному из двенадцатиметровых прямолинейных пролежухок накопителя ВЭМ-3 установлен специализированный прямолинейный пролежухок — байпасс. Расстояние между осями пролежухок составляет 0,5 м. Переход в режим работы с байпассом производится отключением  $22,5^\circ$  поворотных магнитов специализированного прямолинейного пролежухка.

В качестве рабочей энергии оптического килитрона (и, следовательно, всего прямолинейного пролежухка) выбрана энергия инжекции электронов в накопитель — 3,0 МэВ. В середине пролежухка находится магнитная система оптического килитрона — два  $22,5^\circ$ -периодных (период 10 см) ондулятора и трехполосный мультипликатор между ними. Для оптимизации параметров электронного пучка в оптическом килитроне в пролежухке имеется двенадцать квадрупольных и две секкулярные линзы. Горизонтальный эмиттанс электронного пучка и время жизни электронов в накопителе ВЭМ-3 определяются внутривидковым рассеянием (эффект Ландау) для улучшения этих параметров в пролежухке установлен трехполосный мультипликатор с горизонтальным магнитным полем до 18 кГэ, который увеличивает радиальный размер электронного пучка и декременты затухания продольных и поперечных колебаний. Для укорочения электронных пучков и подавления продольных когерентных неустойчивостей имеется пассивный резонатор с резонансно-частотой основного мода 1,2 ГГц. Наблюдение за пучком в пролежухке ведется при помощи семи пикап-станций и оптическими методами. На оси пролежухка на расстоянии 1,5 м от

другого установлены зеркала оптического резонатора. Проектная средняя мощность когерентного излучения в диапазоне 0,3-0,7 мкм порядка 0,1 Вт. В настоящее время в оптическом квантоне получена генерация когерентного излучения в диапазоне 0,36-0,49 мкм с шириной линии менее 1 Å и мощностью порядка 1 мВт.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Evstigneev A.V. et al. Nucl. Instr. and Methods, 1985, A236, 12.
2. Волдековскии В.Л. и др. письма в *МЭФ*, 1981, 43, 331.
3. Батурин В.И. и др. Широкополосный нейтронный спектрометр (МАНС). Препринт МЭФ 894, Л., 1980.

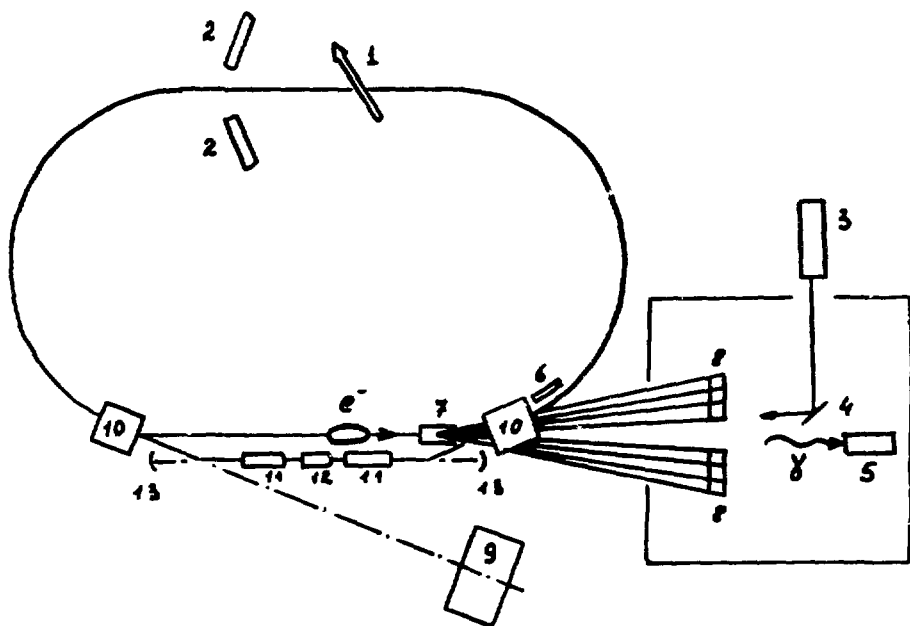


Схема установки МАН-3.

1 - струя поляризованных атомов дейтерия; 2 - система регистрации электронов, рассеянных на ядрах дейтерия; 3 - лазерная система; 4 - зеркало; 5 - система мониторинга пучка высокоэнергетичных фотонов; 6 - система регистрации рассеянных электронов; 7 - трех-полосный вибглер; 8 - экспериментальные станции СМ; 9 - магнит установки МАН; 10 - поворотные  $\Sigma$ -образные магниты; 11 - индукторы; 12 - группирователь; 13 - зеркала оптического резонатора.

## ФАЗОВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ НАКОПИТЕЛЯХ

М.М.Карлинер, Н.В.Митянина, В.П.Июковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Как известно, одним из факторов, ограничивающих интенсивность пучков заряженных частиц в накопителях, является электромагнитное взаимодействие с окружающей структурой, вследствие которого некоторые из возбужденных мод фазовых колебаний могут оказаться неустойчивыми.

Устойчивость когерентных фазовых колебаний в накопителях рассматривалась, например, в [1]. Для фазовых колебаний одного сгустка инкремент определяется разностями действительных частей импедансов окружающей структуры на верхней и нижней боковых частотах относительно гармоник частоты обращения равновесной частицы [2]. Так как эти разности для различных гармоник при вычислении инкремента суммируются, то, например, неустойчивость, вызываемую высшими модами резонатора, можно в ряде случаев подавить соответствующей настройкой основной моды ускоряющего резонатора.

При рассмотрении накопителя со встречными пучками возникают существенные отличия. Даже в простейшем случае при наличии одного электронного и одного позитронного сгустков колебания этих сгустков оказываются связанными через основную и высшие моды колебаний резонатора. Возможны две моды колебаний сгустков, отличающиеся сдвигом фаз и распределением амплитуд. Так как условий устойчивости при этом тоже будет два, то не всегда настройкой основной моды резонатора можно обеспечить устойчивость обеих мод колебаний сгустков.

Заметим, что для накопителей встречных пучков должна быть обеспечена как устойчивость двух сгустков, так и устойчивость одного сгустка, ввиду их поочередной инжекции.

Анализ показывает, что если резонатор помещается в точке, где сгустки встречаются, то связь между ними отсутствует, то есть условия устойчивости сводятся к обобщенным. Но если встреча происходит вне резонатора, то есть пролет сгустками резонатора происходит одновременно, то колебания сгустков могут оказаться связанными.

Устойчивость встречных пучков в общем виде рассматривалась в [3], где получено дисперсионное уравнение в общем случае  $2N$  одинаковых сгустков, которое затем решалось численно для оценки инкрементов в конкретном случае LEP.

В данной работе рассматривается устойчивость когерентных фазовых колебаний встречных пучков в случае двух сгустков. Получены аналитические выражения для инкрементов и когерентных сдвигов частот собственных мод фазовых колебаний. Показано, что в зависимости от спектра резонатора и его расположения относительно места встречи сгустков инкременты могут определяться не только разностями действительных частей импедансов на боковых частотах, но и самими импедансами. При этом настройка основной моды не всегда обеспечивает устойчивость обеих мод фазовых колебаний.

Рассмотрим накопитель со встречными электронным и позитронным сгустками (рис.1а). Резонатор расположен на угловом расстоянии  $\theta$  от их места встречи. Второй сгусток проходит через резонатор через время  $\Delta t = \frac{2\theta}{\omega_0}$  после первого ( $\omega_0$  - частота обращения). Для удобства заменим второй (позитронный) сгусток электронным с тем же числом частиц, вращающимся в противоположную сторону и проходящим через резонатор через то же время  $\Delta t = \frac{2\theta}{\omega_0}$  после первого (рис.1б). Очевидно, что эти два варианта эквивалентны. Введем обозначения:  $\omega_0$  - частота обращения сгустков;  $l$  - координата вдоль равновесной орбиты;

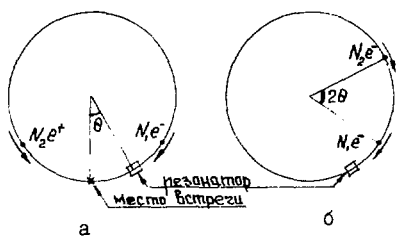


Рис. I

$Z$  - продольная координата в системе отсчета, вращающейся с равновесной частотой;  $\Omega$  - частота синхротронных колебаний;  $M_s$  - масса равновесной частицы;  $N$  - число частиц в сгустке;  $R$  - радиус накопителя;  $M$  - эквивалентная масса частиц;  $M = M_s (\gamma_s^2 - \alpha)^{-1}$ ;  $Z_m$  - impedance резонатора на  $m$ -й гармонике частоты обращения.

В [2] получено выражение для инкремента фазовых колебаний одного

сгустка:

$$\sigma = - \frac{e^2 c N}{8 \pi^2 R^3 M \Omega} \sum_{m=1}^{\infty} m (R_m^+ - R_m^-), \quad (1)$$

где  $R_m^{\pm} = \text{Re}(Z_m^{\pm}) = \text{Re}\{Z_m(im\omega_0 \pm i\Omega)\}$ .

Аналогичным методом [2] может быть исследована устойчивость встречных пучков. Для того чтобы получить самосогласованные уравнения, описывающие фазовые колебания двух сгустков с числом частиц  $N_1$  и  $N_2$ , выпишем сначала уравнения движения в заданном поле: введем в рассмотрение две системы - пару возбуждающих сгустков и пару пробных сгустков. Уравнения движения пробных сгустков в полях, наведенных возбуждающими сгустками, в переменных действии-фаза будут иметь вид

$$\dot{\psi}_j = \Omega + \frac{\partial \tilde{H}(J_j, \psi_j)}{\partial J_j}, \quad \dot{J}_j = - \frac{\partial \tilde{H}(J_j, \psi_j)}{\partial \psi_j}, \quad j = 1, 2, \quad (2)$$

где согласно [2] функция  $\tilde{H}(J, \psi) = -e \int E_z(z, t) dz$ ;  $E_z(z, t)$  - продольная составляющая электрического поля на равновесной орбите. Для того чтобы вычислить это электрическое поле, наведенное на резонаторе точечными возбуждающими сгустками, выразим его в виде разложения по собственным функциям резонатора  $E_k$  и разложим по азимутальным гармоникам вдоль орбиты накопителя. Плоскостное изображение электрического поля, наведенного возбуждающим сгустком, введя координату  $Z_0$  (в дальнейшем нулевым индексом будем обозначать переменные, относящиеся к возбуждающему сгустку), в точке с координатой  $Z$  будет равно

$$\vec{E}(z, s) = - \sum_{k,m} e^{imz/R} E_{k,m} Z_k(s - im\omega_0) I_{km}(s), \quad (3)$$

где  $E_{k,m} = \frac{1}{2\pi R} \int_{-TR}^{TR} E_k e^{-iml/R} dl$ ,  $Z_k(s) = \frac{s}{(s^2 - s_0^2) \epsilon_0} \int |E_k|^2 dV$ ,  $I_{km}(s) = eN \mathcal{L}\{v E_{k,m} e^{-imz/R}\}$ .

Так как  $Z_j$  и  $Z_{0j}$  - периодические функции  $\psi_j$  и  $\psi_{0j}$ , то можно разложить их в ряд Фурье по  $\psi_j, \psi_{0j}$ :

$$e^{imz_j/R} = \sum_n A_{mn}(J_j) e^{in\psi_j}; \quad e^{-imz_{0j}/R} = \sum_n A_{mn}^*(J_{0j}) e^{-in\psi_{0j}}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (2) и суммируя поля от двух возбуждающих сгустков, вычислив функцию  $\tilde{H}$  и, далее, правые части (2). Чтобы получить самосогласованные уравнения, идентифицируем возбуждающие сгустки с пробными, т.е. в правых частях сделаем подстановку  $J_j \rightarrow J_j, \psi_{0j} \rightarrow \psi_j$ . Для решения (2) воспользуемся нулевым приближением [2] - для вычисления  $\psi_j, J_j$  в правые части (2) подста-

визм невозмущенные координаты сгустков (без учета действия наведенного поля). Эти координаты равны (рис.1б)

$$z_{1,2} = \pm \theta R + \tilde{z}_{1,2} \sin(\psi_2 + \psi_{1,2}),$$

где  $\psi_2 = \Omega t$ ,  $\psi_1 = 0$ ,  $\psi_2 = \psi$ ,  $\tilde{z}_j = (2J_j/M\Omega)^{1/2}$ .

Уравнения (2) описывают как медленные (по сравнению с  $\Omega$ ) изменения амплитуды колебаний, так и быстрые осцилляции. Чтобы определить величину инкремента и когерентного сдвига  $\Delta\Omega$ , усредним правые части по периоду быстрых колебаний и учтем, что в линейном по  $J$  приближении  $J = 26J$  [2]. Приравняв инкременты и когерентные сдвиги двух сгустков и используя замену переменных  $\vec{t}_j = \sqrt{J_j} e^{i\psi_j}$ , получим дисперсионное уравнение:

$$A \cdot \hat{S} \cdot \hat{N} \cdot \vec{t} = \lambda \vec{t}, \quad (5)$$

где  $\lambda = 6 - i\Delta\Omega$ ;  $A = \frac{e^2 c}{8\pi^2 R^3 M \Omega}$ ;  $\vec{t} = \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \end{pmatrix}$ ;  $\hat{N} = \begin{pmatrix} N_1 & 0 \\ 0 & N_2 \end{pmatrix}$ ;  
 $\hat{S}_{11,22} = \frac{1}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m (Z_m^- + 3Z_m^+)$ ;  $\hat{S}_{12,21} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} m e^{\pm 2im\theta} Z_m^+$ ;  
 $Z_m^\pm = Z_m (im\omega_0 \pm i\Omega)$ .

Здесь  $Z_m(im\omega_0) = \sum_k |E_{km}|^2 Z_k(im\omega_0) (2\pi R)^2$  - импеданс резонатора. Определив собственные числа этой системы, получим

$$\sigma_{1,2} = \frac{1}{2} A \cdot \left\{ \frac{N_1 + N_2}{2} \cdot \sum_{m=-\infty}^{\infty} (Z_m^+ - Z_m^-) \pm \text{Re} \sqrt{D} \right\},$$

$$D = (N_2 - N_1)^2 \hat{S}_{11}^2 + 4N_1 N_2 \hat{S}_{12} \hat{S}_{21} =$$

$$= (N_1 - N_2)^2 \cdot \left( \frac{1}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m (Z_m^- + 3Z_m^+) \right)^2 + 4N_1 N_2 \cdot \left( \sum_{m=-\infty}^{\infty} m e^{2im\theta} Z_m^+ \right) \cdot \left( \sum_{m=-\infty}^{\infty} m e^{-2im\theta} Z_m^+ \right).$$

Рассмотрим случай, когда сгустки одинаковы, т.е.  $N_1 = N_2 = \bar{N}$ , а в резонаторе, кроме основной моды с кратностью  $m_0$ , возбуждается только одна высшая мода вблизи  $m_1$ -й гармоники частоты обращения. Величина  $\theta$  должна быть таковой, чтобы  $2m_0\theta$  было кратным  $2\pi$ . Значение  $2m_0\theta$  может быть любым.

Пусть  $\delta_0$  и  $\delta_1$  - величины обобщенных расстройк основной и паразитной мод резонатора относительно гармоник частоты обращения. На рис. 2 заштрихованы области устойчивости обеих мод колебаний встречных сгустков в плоскости  $(\delta_0, \delta_1)$  при различных значениях  $2m_0\theta$  для следующих параметров:  $\omega_0 = 817$  кГц;  $m_0 = 222$ ;  $R_0 = 9$  мОм;  $Q_0 = 11 \cdot 10^3$ ;  $m_1 = 388$ ;  $R_1 = 0,23$  мОм;  $Q_1 = 13,5 \cdot 10^3$ ;  $\Omega = 8,2$  кГц. На рисунке также отмечены линии, где хотя бы один из инкрементов обращается в

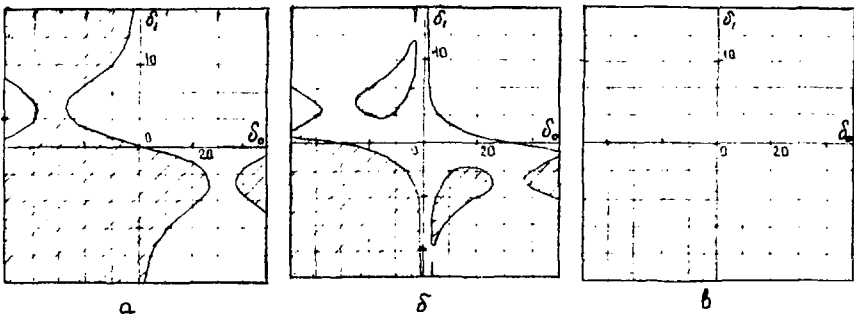


Рис. 2



нуль. Рассмотрим три случая:

1.  $2m, \theta = 2k\pi$ . В этом случае  $\sigma_1 = -AN \sum_{m=1}^2 m(R_m^+ - R_m^-)$ ,  $\sigma_2 = 0$  (рис.2а), когда сгустки совершают противофазные колебания, инкремент равен нулю, а когда синфазные – он тот же, что и для случая одного сгустка.

2.  $2m, \theta = (2k+1)\pi$  (рис.2в). В этом случае  $\sigma_1 = -ANm_0(R_0^+ - R_0^-)$ ,  $\sigma_2 = -ANm_1(R_1^+ - R_1^-)$ , т.е. инкремент синфазной моды колебаний определяется расстройкой основной моды резонатора, а инкремент противофазной – расстройкой паразитной моды резонатора (в соответствии с [4], где рассмотрена устойчивость симметричной системы сгустков, двигающихся в одном направлении).

3.  $2m, \theta = 2k\pi + \pi/2$  (рис.2б). В этом случае

$$\sigma_{1,2} = -AN \left\{ m_0(R_0^+ - R_0^-) + m_1(R_1^+ - R_1^-) \pm Re \sqrt{m_0^2 (\bar{z}_0^+ - \bar{z}_0^-)^2 + m_1^2 (\bar{z}_1^+ + \bar{z}_1^-)^2} \right\}.$$

Видно, что этот случай радикально отличается от двух предыдущих – инкременты определяются не только разностями импедансов на боковых частотах, но и самими импедансами. Диаграмма устойчивости имеет более сложную структуру, чем в случаях 1–2: в области малых расстройк имеет место неустойчивость одной из мод фазовых колебаний независимо от знака расстройк.

Как было отмечено выше, необходимо обеспечить одновременно устойчивость как системы с двумя сгустками, так и системы с одним сгустком. Поэтому согласно рис.2б даже если расстройка паразитной моды является отрицательной, для этого необходимо сильно расстраивать основную моды резонатора, что энергетически невыгодно. Если расстройка паразитной моды положительна, устойчивость системы вообще нельзя обеспечить, изменяя расстройку основной моды резонатора.

Отметим, что если развести синхронные частоты сгустков, колебания их перестанут быть связанными и инкременты будут описываться выражением (1) для каждого сгустка.

В заключение авторы выражают благодарность В.М.Метрову и В.Г.Вещеревичу за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Ауслендер, М.М.Карлинер и др. АЭ, 20, 210, 1966.
2. М.М.Карлинер. Препринт ИЯЭ 74-100 (4.1-3), Новосибирск, 1974.
3. C.Felleggrini. CERNA/LEP-TH/86-17; Geneva, 1986.

# ПРЯМОЛИНЕЙНАЯ ОХЛАЖДАЮЩАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СТУСТКОВ ВЫСОКО-ЭНЕРГИЧНЫХ $e^+, e^-$ С ПРЕДЕЛЬНО МАЛЫМ ФАЗОВЫМ ОБЪЕМОМ

Н.С. Диканский, А.А. Михайличенко  
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

## ВВЕДЕНИЕ

Для осуществления схем со встречными линейными пучками требуется инжектировать в ускоряющую структуру стусетки частиц с предельно малым фазовым объемом и не допустить его возрастания в процессе ускорения.

Общепринято, что в качестве источника-инжектора в линейный ускоритель может служить накопительное кольцо, параметры которого оптимизированы для получения минимального эмиттанта [1,2].

Ниже рассмотрен способ получения предельно малого фазового объема порядка  $10^{-12}$  см·рад по одной из координат при энергии 30 ГэВ с использованием прямолинейно расположенных и чередующихся магнитных змеек и ускоряющих структур [3]. Так же, как и в кольцевом накопителе, ускоряющая структура компенсирует продольную компоненту импульса, в то время как излучение происходит в углы  $\sim \frac{m c^2}{E}$ . При этом в такой системе также должна переизлучиться вся первоначальная энергия частиц. Магнитные поля в змейке выбираются большими для достижения темпа потерь энергии в змейках, равного темпу ускорения, так что при неизменной в среднем энергии происходит установление равновесных значений поперечного эмиттанта, энергии и энергетического разброса.

## ОПИСАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ДВИЖЕНИЯ

Для описания поперечного движения используется обычная терминология [4]. При единичном акте испускания кванта с энергией  $E$  происходит приращение инвариантной амплитуды

$$a^2 = \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \mathcal{H},$$

где  $\mathcal{H} = \Gamma \eta^2 + 2\alpha \eta \eta' + \beta \eta'^2$ . Для случая плоской змейки в пренебрежении ее собственной фокусировкой доминирующим является последнее слагаемое в  $\mathcal{H}$ :

$$\mathcal{H} \approx \beta \eta'^2 = \bar{\beta} \frac{P_{\perp}^2}{\gamma^2} \cos^2 \frac{s}{\lambda_0}, \quad P_{\perp} = \frac{e H_{\perp} \lambda_0}{m c^2},$$

где  $\bar{\beta}$  - среднее значение  $\beta$ -функции в месте расположения змейки. Имеем:

$$\langle \mathcal{H} \rangle = \frac{1}{\lambda_0} \int_0^{\lambda_0} \mathcal{H} \frac{ds}{2\pi} = \frac{1}{2} \bar{\beta} \left(\frac{P_{\perp}}{\gamma}\right)^2; \quad \gamma = \frac{E}{m c^2}.$$

Именно благодаря возможности сделать инвариант  $\mathcal{H}$  малым в линейной схеме затухания и объясняется малая величина установившегося фазового объема, несмотря на совпадения спектров излучения в магнитных линейного затухателя и циклической машины (ср. [1]).

## ТЕПЛОТЯ ПОТЕРЬ НА ИЗЛУЧЕНИЕ

Полная интегральная по всем частотам интенсивность излучения есть [5]

$$I = \frac{2}{3} r_0 m c^2 \frac{\gamma^2 \beta_{\perp}^2}{\lambda_0^2},$$

где  $r_0 = e^2/mc^2$ .

По экспериментальным данным [6] предельным темпом набора энергии можно считать 1-2 МэВ/см, так что

$$\frac{I}{c m c^2} = \frac{2}{3} r_0 \left( \frac{\beta_{\perp} \gamma}{\lambda_0} \right)^2 = 2 \div 4 \left[ \frac{1}{\text{см}} \right]$$

и для обеспечения такого темпа потерь необходимо получить

$$\beta_{\perp} \gamma \approx \lambda_0 \sqrt{\frac{3}{r_0 \cdot 1 \text{ см}}} \approx 3 \lambda_0 [\text{см}] \cdot 10^6.$$

Максимальное значение величины фактора ондуляторности определяется максимально достижимой величиной поля. Так как

$$P_{\perp} = \frac{e H_{\perp} \lambda_0}{m c^2} = 93.4 H_{\perp} [\text{T}] \cdot 2\pi \lambda_0 [\text{м}],$$

а величина  $H_{\perp}$  ограничена, по-видимому, значением около 10 Т, достижимым для сверхпроводящих змеек [7], то предельное значение  $P_{\perp}$  составляет  $P_{\perp} \sim 60 \lambda_0 [\text{см}]$ , а для величины минимальной энергии, которая обеспечивает необходимый темп потерь, находим  $P_{\perp} \gamma \approx 3 \lambda_0 10^6 = 60 \lambda_0 \gamma$ . Таким образом,

$$\gamma_{\min} = 5 \cdot 10^4; \quad E_{\min} = 45 \text{ ГэВ}.$$

### УСТАНОВИВШИЕСЯ ЗНАЧЕНИЕ ЭМИТТАНСА

Для того чтобы определить, насколько возрастает инвариантная амплитуда, необходимо выражение для ее приращения при единичном акте испускания умножить на число испущенных фотонов на единице длины пути или за единицу времени:

$$\frac{d^2 a}{ds} = \left( \frac{\varepsilon}{E} \right)^2 \mathcal{H} \frac{dN^r}{ds} = Q.$$

Для установившихся значений фазовых объемов по радиусу и по вертикали имеем [8]:

$$\varepsilon_x = \frac{\langle \alpha^2 \rangle}{2} = \left\langle \frac{Q \ell_s}{4} \right\rangle = \frac{55 \sqrt{3}}{96} \Lambda \gamma^2 \frac{\langle \mathcal{H} / |P|^3 \rangle}{\langle 1/P^2 \rangle} \frac{Q_z}{Q_x},$$

$$\varepsilon_z = \frac{13}{96} \Lambda \frac{\langle \beta_x / |P|^3 \rangle}{\langle 1/P \rangle},$$

где  $Q_z, Q_x$  - парциальные декременты,  $\ell_s = 2\pi c/\Omega$ ,  $\Lambda = r_0/d = 137 \cdot e^2/mc^2$ .

В нашем случае

$$\varepsilon_x = 0.49 \Lambda \frac{\overline{\beta_x}}{\beta_w} P_{\perp}^2,$$

$$\varepsilon_z = 0.23 \Lambda \frac{\overline{\beta_z}}{\beta_w},$$

где  $\beta_w = \lambda_0 \delta / P_{\perp}$  - радиус поворота частиц в магнитном поле змейки. Для оценок зададим

$$\lambda_0 = 1 \text{ см}, \quad \gamma = 6 \cdot 10^4 (30 \text{ ГэВ}), \quad \overline{\beta_{x,z}} = 100 \text{ см}.$$

Тогда получим необходимую величину

$$P_{\perp} = 3 \lambda_0 [\text{см}] 10^6 / \gamma = 50,$$

а для величины фазового объема

$$\varphi_s = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см} \cdot \text{рад},$$

$$\varphi_s = 0.9 \cdot 10^{-12} \text{ см} \cdot \text{рад}.$$

Отметим, что реальный фазовый объем не может быть меньше вышеуказанного и его реальное значение определяется величиной коэффициента связи поперечных колебаний, который должен составлять  $\alpha = \sqrt{\epsilon_z} / \epsilon_x = 1,4 \cdot 10^{-2}$ .

Процесс установления характеризуется соотношением

$$\frac{da^2}{ds} = Q - \frac{2a^2}{\ell_s}.$$

Таким образом, после прохождения длины  $\ell_s$  происходит уменьшение  $a^2$  в  $e^2$  раз. Итак, вышеуказанный фазовый объем устанавливается после прохождения нескольких длин затухания. Реально при длине охладителя  $z$  км на 30 ГэВ можно достичь уменьшения фазового объема в

$$\exp\left(-\frac{2z}{\ell_s}\right) = e^{-1000/300} \approx 3,5 \cdot 10^{-2},$$

что соответствует возможности увеличить светимость на порядок.

#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАЗБРОС

Равновесное значение величины энергии определяется из баланса между потерями на излучение в змейке и компенсацию их в ускоряющей структуре. Для установившейся величины энергетического разброса  $\delta E$  вследствие квантовых флуктуаций в излучении пишем

$$\delta E = \sqrt{N_{\varphi}} \epsilon_c,$$

где  $N_{\varphi}$  — полное число фотонов, излученных на длине затухания, а

$$\epsilon_c = \frac{3}{2} \frac{\hbar e H_{\perp} \gamma^2}{mc} = \frac{3}{2} mc^2 \frac{\Lambda}{\lambda_0} P_{\perp} \gamma^2.$$

Так как  $N_{\varphi} \approx E/\epsilon_c$ , то

$$\delta E = \sqrt{E \epsilon_c}, \quad \frac{\delta E}{E} = \sqrt{\frac{\epsilon_c}{E}} = \sqrt{\frac{\epsilon_c/mc^2}{E/mc^2}} = \sqrt{\frac{3r_0 P_{\perp} \gamma}{2\lambda \lambda_0}} \sim 1,3 \cdot 10^{-2}$$

для вышеуказанных параметров  $P_{\perp}, \lambda_0, \gamma$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нам кажется, что тот очевидный недостаток, который имеет предложенное выше "выпрямление" накопительного кольца, — относительно большая длина — оправдывается тем малым фазовым объемом, который можно получить при высокой энергии, а также устранением зависимости частоты следования от требуемой выдержки в циклическом инжекторе. Кроме того, в случае повышения реально достигнутого темпа ускорения против 1 МэВ/м, рассмотренного выше, а также размещением ускоряющей структуры в магнитном поле змейки (и тому, и другому способствует повышение частоты ускоряющего ВЧ до 30 ГГц) длину охладителя можно существенно уменьшить.

## ЛИТЕРАТУРА

1. K.Steffen. The Wiggler Storage Ring, a Device with Strong Radiation Damping and Small Beam Emittance. DESY Pet 79/05, 1979.
2. В.В.Анашин и др. Прототипы накопителя-охладителя и группирователя для проекта ВКЭИИ. - Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, 7-11 августа 1986. Новосибирск, Наука, 1987, с.159.
3. Н.С.Диканский, А.А.Михайличенко. Препринт ИЯЭ 88-9, Новосибирск, 1988.
4. Mattew Sands (VC Santa Cruz), SLAC-121, UC-28, November 1970. The physics of electron storage rings. An introduction.
5. D.F.Alferov et al. The Ondulator as a Source of Electromagnetic Radiation. Part.Accelerators, 1979, v.9.
6. В.Е.Балакин, О.Н.Брежнев, А.В.Новохатский, М.И.Семенов. Препринт ИЯЭ 79-83, Новосибирск, 1979.
7. M.O.Noening, M.M.Steeves. Mit 12 Tesla Test Coil Experiment. IBE TRANaction on Magnets, v.MAG-21, N.2, March 1985, p.1052.
8. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц. Пер. с фр., под ред. А.И.Дзергава. М., Атомиздат, 1970.

# **ДИНАМИКА ПУЧКОВ В УСКОРИТЕЛЯХ**

**Председатель: В.А.Телляков**

**Секретарь: И.П.Юдин**

**Сессия 7**

423/424

ПОВЫШЕНИЕ ПОРОГОВ ПРОДОЛЬНЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ  
В УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАТОРА ЛАНДАУ

П.Т.Пашков, А.В.Смирнов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящее время в связи с планируемым использованием существующего протонного синхротрона ИФВЭ (У-70) в качестве инжектора в УНК разрабатывается комплекс мероприятий по реконструкции У-70 с целью получения требуемых параметров пучка. В частности, для снижения величины продольного импеданса ускорителя  $|\chi_n/n|$  предлагается заменить гофрированную вакуумную камеру на гладкую, а также сгладить неоднородности камеры в местах расположения различного оборудования. В результате этих мер удастся, по-видимому, уменьшить величину  $|\chi_n/n|$  до  $\sim 10$  Ом. Для реализации же протон-протонной программы УНК в области низких частот требуется гораздо меньшая величина импеданса. Поэтому для увеличения допустимого уровня  $|\chi_n/n|$  целесообразно использовать в У-70 специальный резонатор, возбуждаемый на частоте, кратной частоте ускоряющего поля (так называемый резонатор Ландау), который рассматривался в ряде работ (см., например, /1+5/).

Результатирующее продольное электрическое поле при использовании резонатора Ландау становится существенно нелинейным в пределах сгустков протонов. При этом значительно возрастает разброс синхротронных частот, стабилизирующий продольные мультипольные неустойчивости пучка, которые могут возникать при взаимодействии сгустков с паразитными резонансными элементами ускорителя. В пределе очень высоких частот, когда длина волны возмущения мала по сравнению с длиной сгустков, резонатор Ландау оказывается неэффективным. Следует, однако, отметить, что на практике собственные частоты паразитных резонансных элементов обычно не превышают критическую частоту вакуумной камеры ускорителя. В У-70 этот диапазон ограничен величиной  $\sim 1$  ГГц. С учетом малости естественного разброса синхротронных частот в сгустках возможно в таком случае эффективное повышение порогов продольной неустойчивости с помощью резонатора Ландау.

Продольная неустойчивость сгруппированного пучка с учетом связи мультипольных мод исследовалась в работах /6,7/. При достаточно малой величине разброса синхротронных частот в сгустках мультипольные моды не связаны друг с другом и минимальная величина допустимого продольного импеданса связи удовлетворяет неравенству

$$\left| \frac{\chi_n}{n} \right| \leq \frac{\Delta \Omega}{\Omega_0} \frac{2 \varepsilon_0}{\pi e q I_0 J_m^2(j'_{m,1})}. \quad (1)$$

В (1) приняты следующие обозначения:  $\Omega_0$  - частота малых синхротронных колебаний;  $\Delta \Omega$  - разброс синхротронных частот в сгустках;  $\varepsilon_0$  - максимальное значение энергии фазовых колебаний;  $I_0$  - средний ток пучка;  $q$  - кратность ускорения;  $m$  - номер моды мультипольности ( $m \approx 0,3 \omega_p \tau_B$ , где  $\omega_p$  - собственная частота паразитного резонансного элемента,  $\tau_B$  - длина сгустка в секундах);  $J_m$  и  $j'_{m,1}$  - соответственно функция Бесселя порядка  $m$  и первый нуль ее производной.

При большом разбросе синхротронных частот в сгустках ( $\Delta\Omega \rightarrow \Omega_0$ ) пороговая величина продольного импеданса совпадает с выражением для порога неустойчивости однородного пучка протонов, как показано в /6/. В промежуточном случае, когда связывается конечное число мультипольных мод, пороги неустойчивости могут быть рассчитаны численно на ЭВМ; соответствующий графический материал содержится в работах /6,7/.

Если ширина сгустков протонов, взаимодействующих с достаточно узкополосным резонатором, превышает длину волны возмущения ( $\omega_p \tau_B \gg 5$ ), можно при расчете порогов неустойчивости воспользоваться приближенной формулой

$$\left| \frac{\tilde{Z}_n}{n} \right| \leq \frac{m_0 c^2 \eta_0 \alpha (\Delta P_m)^2}{e \gamma I_0} \cdot \frac{\Delta\Omega (\omega_p \tau_B)^{2/3}}{3\Omega_0 + \Delta\Omega (\omega_p \tau_B)^{2/3}}, \quad (2)$$

где  $m_0$  - масса покоя протона,  $e$  - заряд протона,  $c$  - скорость света,  $\gamma$  - релятивистский фактор,  $\eta_0 = \alpha - \gamma^{-2}$ ,  $\alpha$  - коэффициент расширения орбит,  $\Delta P_m$  - максимальное отклонение импульса частицы от равновесного значения.

Формула (2), как видно, удовлетворяет известным предельным случаям: при  $\Delta\Omega/\Omega_0 \rightarrow 0$  допустимая величина продольного импеданса сказывается пропорциональной разбросу  $\Delta\Omega$ ; при сильной связи между модами, когда

$\omega_p \gg 1/\tau_B (\Delta\Omega/\Omega_0)^{3/2}$ , из (2) получается формула для допустимой величины импеданса в случае однородного пучка протонов. Формула, подобная (2), анализировалась в работе /6/. Она дает хорошую точность для близкого к гауссову распределения частиц в фазовом пространстве.

В зависимости от фазы электрического поля в резонаторе Ландау синхротронная частота может либо увеличиваться, либо уменьшаться с ростом амплитуды колебаний. Сравнительный анализ этих двух вариантов проведен в /6/, где, в частности, показано, что эффективность подавления неустойчивостей при оптимальном выборе параметров резонатора примерно одинакова для обеих схем включения. Рассмотрим применительно к У-ГС случай, когда, для определенности, синхротронная частота имеет максимум в центре сгустка.

Считая сгустки частиц короткими по сравнению с фазовой протяженностью сепаратрисы, рассчитаем основные параметры резонатора - его напряжение  $V_p$  и кратность  $\ell$ . Это можно сделать, исходя из суммарного напряжения  $U$ , воздействующего на частицы:

$$U = V \sin \psi_s \eta + \text{sgn} \psi_s \cdot V_p \sin \ell \eta, \quad (3)$$

где  $V$  - амплитуда ускоряющего напряжения;  $\eta$  - фаза частицы;  $\psi_s$  - синхронная фаза. Зададимся вначале максимально достижимой величиной разброса  $\Delta\Omega \approx \Omega_0$ , когда в некоторой точке вне сгустка ( $\eta = \eta_1 \approx \eta_m$ , где  $\eta_m$  - фазовая полуширина сгустка), являющейся особой, равняется нулю суммарное напряжение  $U(\eta_1)$  вместе со своей первой производной. В результате приходим к трансцендентному уравнению относительно кратности  $\ell$ :

$$\ell \eta_1 = \text{tg} \ell \eta_1, \quad (4)$$

минимальный корень которого соответствует значению  $\ell \eta_1 \approx 4,5$ .

В качестве первого приближения кратность  $\ell$  может быть выбрана из условия  $\ell \approx 4,5/\eta_m$ . При необходимости ее величину можно уточнить в результате численного расчета. Обозначив далее через  $V_{p0}$  значение  $V_p$ , при котором  $U(\eta_1) = 0$ , имеем из (3)

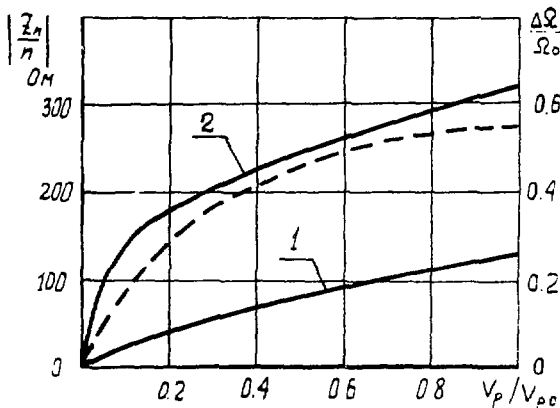
$$V_{p0} \approx V |\sin \psi_s| \eta_1. \quad (5)$$



В качестве иллюстрации рассмотрим конец ускорительного цикла в У-70, где требования к продольному импедансу связи при выполнении протон-протонной программы УЖ наиболее жесткие. Исходя из предельно допустимой величины продольного фазового объема сгустков протонов, равной  $\epsilon_0 \pi \frac{m \beta}{c} m$ , получим  $\eta_m \approx 0,27$  для  $\gamma = 70$  и согласно сказанному выше можно положить  $\ell = 15$  и  $V_{p0} = 100$  кВ ( $V = 360$  кВ,  $\cos \varphi_s \approx 0,25$ ). При малом исходном разбросе синхротронных частот в сгустках и оптимально подобранных параметрах резонатора  $V_{p0}$  и  $\ell$  может оказаться, что  $|Z_n/n|$  существенно превышает реальную величину продольного импеданса ускорителя. В таком случае можно уменьшить разброс синхротронных частот в сгустках, понизив напряжение  $V_p$ , и, соответственно, уменьшить необходимую мощность питания резонатора. Изменяя амплитуду напряжения на резонаторе  $V_p$ , можно определить с помощью ЭВМ фазовую полуширину сгустков  $\eta_m$  при заданной величине фазового объема и вычислить максимум энергии фазовых колебаний  $\epsilon_0$ , воспользовавшись отношением

$$\epsilon_0 \approx \frac{e V \sin \varphi_s}{4 \pi} \eta_m^2 + \frac{e V_p}{2 \pi \ell} (1 - \cos \ell \eta_m), \quad (6)$$

а затем из формулы (1) определить  $|Z_n/n|$  для дипольной моды ( $m = 1$ ), имеющей минимальную величину порога. Результат такого расчета представлен на рисунке (кривая 1).



Допустимый импеданс связи  $|Z_n/n|$  для дипольной моды колебаний (1) и для СВЧ-диапазона; разброс синхротронных частот в сгустках  $\Delta\Omega/\Omega_0$  (пунктир) в зависимости от относительной амплитуды напряжения на резонаторе  $V_p/V_{p0}$ .

Там же приведен разброс синхротронных частот  $\Delta\Omega/\Omega_0$  в зависимости от отношения  $V_p/V_{p0}$  (пунктир). Видно, что при изменении  $V_p$  от нуля до  $V_{p0}$  допустимая величина импеданса  $|Z_n/n|$  увеличивается для дипольной моды неустойчивости в  $\sim 200$  раз. Допустимую величину продольного импеданса в СВЧ-диапазоне можно вычислить с помощью формулы (2). Кривая 2, соответствующая собственной частоте резонатора 1,53 ГГц, примерно равной критической частоте

вакуумной камеры У-70, показывает, что при включении резонатора Ландау происходит существенный подъем порогового уровня импеданса и на высоких частотах. При изменении отношения  $V_p/V_{p0}$  от нуля до единицы он увеличивается от 5,8 См до 320 См. Сильная связь мультипольных мод возникает, как показывает кривая 2, при  $\Delta Q/Q_0 \approx 0,1$ , где нарушается пропорциональность  $|Z_n/n|$  разбросу синхротронных частот в спутках. Тем не менее при увеличении  $V_p$  допустимая величина продольного импеданса продолжает монотонно расти из-за возрастания разброса по импульсам в пучке  $\Delta P_n$ .

В заключение отметим, что при использовании резонатора Ландау на участке ускорительного цикла, где энергия пучка изменяется в некотором диапазоне, кратность резонатора  $\ell$  не будет оптимальной для всех энергий пучка. Так, например, если в У-70 включать резонатор за критической энергией, а выключать после вывода пучка из ускорителя, то оптимальная кратность  $\ell$  может быть выбрана лишь для энергии пучка, соответствующей максимуму длины спутков в ускорителе. Как показывает соответствующий расчет, необходимо в таком случае положить  $\ell = 11$ . При этом в конце цикла ускорения несколько уменьшится пороговый уровень импеданса — примерно на 30% по сравнению с рассмотренным выше примером  $\ell = 15$ .

#### Л и т е р а т у р а

1. Framham R., Hansen S. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-24, p. 1490.
2. Frischholz R., Hansen S. et al. Proc. X Intern. Conf. on High Energy Accel., Serpukhov, 1977, v. II, p. 36.
3. Мяз О.А., Павлов П.Т., Смирнов А.В. — А Э, 1982, т. 52, с. 250.
4. Павлов П.Т., Смирнов А.В. — Препринт ИВЭ 86-72, Серпухов, 1986.
5. Балбеков В.И., Иванов С.В. — А Э, 1987, т. 62, с. 30.
6. Балбеков В.И., Иванов С.В. — А Э, 1985, т. 59, с. 42; А Э, 1988, т. 60, с. 45; XIII Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск, Наука, 1987, т. 2, с. 124.
7. Павлов П.Т., Смирнов А.В. — Препринт ИВЭ, 85-22, Серпухов, 1985.

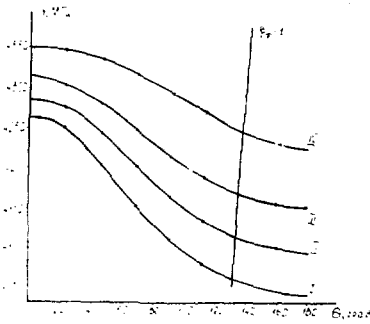
## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА В УСКОРЯЮЩИХ СЕКЦИЯХ ДУ-2000 С КВАЗИПОСТОЯННЫМ ГРАДИЕНТОМ

Н.И. Айзацкий, Е.З. Биллер, В.В. Волобуев, А.Н. Довбня, Л.М. Завада,  
А.И. Зыков, В.А. Кушнир, Г.Л. Фурсов

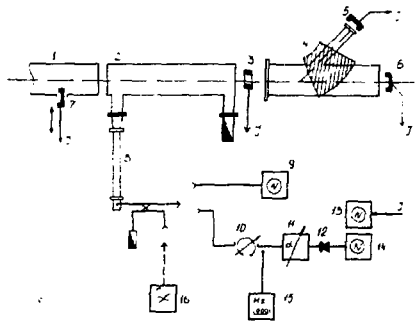
Харьковский физико-технический институт АН УССР

В ХФТИ планируется заменить 50 секций с однородной структурой на новые секции с квазипостоянным градиентом [1]. Испытания новых секций дали приемлемые результаты по темпу ускорения (более 20 МэВ/м), в то же время вопросы неустойчивости пучка типа *beam break up* экспериментально не могут быть исследованы на малом массиве новых секций. В связи с этим нами были измерены электродинамические характеристики новых секций на  $EH_{11}$ -типе колебаний и исследована поперечная неустойчивость при инжекции релятивистского пучка в одиночную секцию. Полученные экспериментальные данные затем использовались для численных расчетов структуры, состоящей из многих идентичных секций.

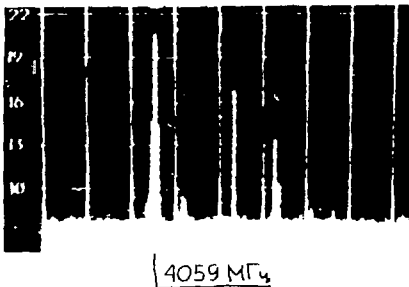
Новые секции состоят из четырех подсекций (37 ячеек  $\frac{\pi}{2}$ -типа), которые связаны между собой 5-ю промежуточными резонаторами. Кроме того, для увеличения критического тока пучка секции выпускаются пяти типов, в которых при одинаковом времени заполнения частоты колебаний на  $EH_{11}$  в подсекциях разнесены на 0,  $\pm 2$ ,  $\pm 4$  МГц. Ниже мы приводим данные для одного из типов секций. Измерения электродинамических характеристик структур подсекций (добротности, групповой скорости, поперечного шунт-импеданса, дисперсионных характеристик (см. рис.1)) проводились как на резонансных макетах, так и на опытных образцах секций. Данные измерений использовались в качестве исходных величин при разработке методики экспериментов с пучком. Упрощенная схема установки показана на рис.2. Исследуемая секция 2 была установлена на выходе инжекционной части ускорителя ДУ-40 (энергия пучка 10 + 12 МэВ, длительность токового импульса 10 нс). Возбуждаемые в секции колебания  $EH_{11}$ -типа через отрезок волновода 8 с сечением 48 x 24 мм (ослабление мощности на рабочей частоте ДУЭ 2797 МГц составило не менее 110 дБ) поступали на вход спектр-анализатора 9 либо через перестраиваемый фильтр 10 и калиброванный аттенуатор 11 на детектор 12. Это позволяло определять спектральные характеристики колебаний и относительную величину их мощности. Форма и амплитуда импульсов тока пучка в различных точках определялась с помощью цилиндров Фарадея 5, 6, 7 и индукционного датчика 3. Дополнительный СВЧ-генератор 13 предназначен для исследования динамики развития неустойчивости пучка. Температура секции 2 отличалась от рабочей (соответствующей  $\varphi_{\Phi} = 1$  для  $E_{\alpha_1}$ -волны) на  $\Delta T = 20^{\circ}\text{C}$ . Это позволило практически подавить когерентные потери энергии пучка на излучение основного типа в ускоряющей секции. Так, при импульсном токе 0,2 А потери энергии электронов в структуре не превышали 1 МэВ, в то время как при рабочей температуре эта величина составляла бы 10 МэВ. В экспериментах определены спектры возбуждаемых пучком колебаний, измерены зависимости мощности  $EH_{11}$ -колебаний от тока пучка, частоты и мощности вспомогательного генератора. Характерные спектрограммы, наблюдаемые в экспериментах, показаны на рис.3. Видно, что наибольшей мощностью обладают колебания, возбуждаемые пучком на частоте  $f = 4050,9$  МГц. Расположение пиков на спектрограмме соот-



Р и с.1. Дисперсионные характеристики подсекций на волне  $E_{H1}$ : I -  $\frac{\alpha}{\beta} = 0,3$ ; II -  $\frac{\alpha}{\beta} = 0,28$ ; III -  $\frac{\alpha}{\beta} = 0,26$ ; IV -  $\frac{\alpha}{\beta} = 0,235$ . Прямая соответствует  $V_p = c$ .

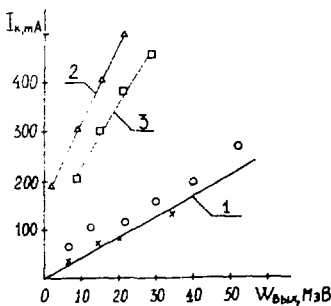
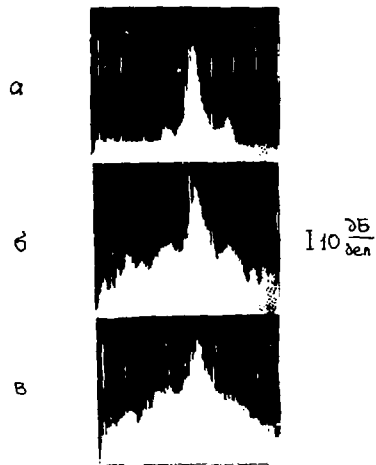


Р и с.2. Схема экспериментальной установки.



Р и с.3. Спектрограммы возбуждаемых в секции колебаний. масштаб по вертикали 10 дБ/дел., по горизонтали - 20 МГц/дел.

Р и с.4. Спектр колебаний, возбуждаемых в первой подсекции. Частота в максимуме 4058,8 МГц. а)  $I = 180$  мА, б)  $I = 200$  мА, в)  $I = 210$  мА. масштаб по вертикали - 10 дБ/дел., по горизонтали - 2 МГц/дел.



Р и с.5. Зависимость критического тока от энергии частиц на выходе секции. 1, 2 - исследуемая секция, 3 - секция старого типа (X - результаты эксперимента, O - данные расчета).

ветствует результатам "холодных" измерений. Установлено, что при увеличении тока пучка изменяется тонкая структура в спектральных пиках (рис.4). Природа этого эффекта нам ещё не полностью ясна, возможно, это возбуждение различных резонансов структуры. Критический ток при энергии пучка 10 МэВ составляет величину  $I_{кр} = 210 \pm 7$  мА. По результатам измерения зависимости мощности  $E_{H_{11}}$  - колебаний от тока пучка при  $I < I_{кр}$  по методике [2] рассчитана величина порогового тока -  $I17 \pm 5$  мА. С помощью вспомогательного генератора исследован процесс развития неустойчивости пучка в зависимости от мощности и частоты, вводимой в секцию. Так, при величине вводимой мощности 0,1 Вт величина критического тока уменьшалась с 210 мА до 130 мА. При частоте колебаний генератора, соответствующей одной из четырех резонансных частот, в подсекциях имеет место не только резкое увеличение мощности  $E_{H_{11}}$  - колебаний на этой частоте (не несколько порядков), но и увеличение мощности и ширины спектра колебаний на других частотах.

Сравнение результатов измерений с данными экспериментов, выполненных ранее [2], показало, что в новых секциях критический ток в 16 раз больше аналогичной величины для существующих секций.

На основе усовершенствованной "резонаторной" модели [3] с использованием экспериментальных данных было проведено полномасштабное моделирование динамики поперечного движения как в одиночном, так и в многосекционном ЛУЭ. На рис.5 изображена зависимость критического тока одиночной секции от энергии, рассчитанная с учётом токовой нагрузки на основной волне: 1 - для секции старого типа, 2 - для секции с квазипостоянным градиентом, дающей прирост энергии такой же, как секция старого типа. Видно, что для новых секций значения критических токов за счёт секционирования и многомодовости значительно увеличились, что подтверждает целесообразность их использования на ускорителе ЛУ-2000. Для прогнозирования характеристик модернизированного ускорителя ЛУ-2000 были проведены расчеты критических токов для ускоряющей структуры, состоящей из 25 секций с переменными разрезами диафрагм, которые считались идеальными, и 24 новых идентичных секций с квазипостоянной структурой. В таблице приведены результаты моделирования:

Энергия (МэВ)	1350	1630	2080	2600
$I_{кр}$ (мА)	170	180	245	285

Указанные значения являются ожидаемым нижним пределом. С учетом того, что секции все разные, следует ожидать увеличения критического тока. В настоящее время рассчитываются варианты расстановки этих секций вдоль ЛУЭ. Таким образом, разрабатываемая ускоряющая структура удовлетворяет требованиям как по темпу ускорения, так и по величине порога неустойчивости для задач инженерии в растяжитель пучка.

#### Л и т е р а т у р а

1. Vishnyakov V.A., Dovbnya A.I. 1986 Linear Accelerator Conference Proceeding. SLAC - Report - 303 - 1986, p.576.
2. Белоглазов В.И., Грицаев И.А., Фурсов Г.Д. и др. Влияние длительности и временной структуры токового импульса на интенсивность пучка линейного ускорителя. ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 7, с.1470-1475.
3. Айзацкий Н.И. К теории поперечной неустойчивости электронного пучка. ЖТФ, 1982, т.52, вып. 9, с.1615-1619.

## МОДУЛИ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ СГРУППИРОВАННЫХ ПУЧКОВ В ПАССИВНЫХ СТРУКТУРАХ

Н.И. Аизацкий, А.И. Опанасенко

Харьковский физико-технический институт АН УССР

В работе изложены результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов взаимодействия релятивистских сгруппированных пучков с пассивными структурами при наличии обратных связей, проведенных на универсальном инжекторном комплексе (УИК) ускорителя ЛУЭ-300 АФТИ АН УССР [1-3]. Каждая секция УИК имеет кольцо обратной связи с регулируемым направленным ответвителем. Нестационарные автомодуляционные явления наблюдались в резонаторе бегущей волны на основе 2-й секции. В диапазоне импульсных токов  $I = 1,5$  А многочастотные режимы ускорения реализовались в области энергий  $W < 10$  МэВ.

На рис. 1 (слева) представлены осциллограммы огибающей ЭЧ-поля на выходе диафрагмированного волновода 2-й секции при  $M = 0$  для различных фазовых сдвигов в кольце обратной связи (ток с источника  $I = 2,5$  А, цена деления по горизонтали 1 мкс). Инжектор работал в оптимальном режиме [3]. На рис. 1 (справа) изображены расчетные зависимости амплитуды поля при  $\chi_0 = 10$  и  $I = 0,7$  А (фазовые набег (сверху вниз):  $\Delta\Phi = 0,7; 0,35; 0; -0,25; -0,5; -1$ ; цена деления по вертикали 50 кВ/см). Экспериментальные и теоретические результаты качественно совпадают. В реальной системе и в её модели при определенных условиях фазирования кольца обратной связи возникают автомодуляционные процессы. Для различных  $\Delta\Phi$  частота автомодуляции может отличаться, что дает возможность управлять характеристиками модуляции пучка. При  $\Delta\Phi > 0$  развивается неустойчивость с  $f \approx 12$  МГц (эта частота приблизительно в два раза больше, чем обратное время пробега энергии по кольцу) и обратным инкрементом порядка нескольких мкс, что затрудняет её реализацию в эксперименте, поскольку длительность импульса тока равна 2 мкс. Звездение отрицательного сдвига ( $\Delta\Phi = -0,5$ ) изменяет частоту неустойчивости - она равна 6 МГц, при этом значительно увеличивается инкремент. При  $-0,5 < \Delta\Phi < 0$  возбуждается многочастотный режим. С увеличением начальной энергии пучка инкременты уменьшаются.

Исследование характеристик взаимодействия релятивистских пучков в зависимости от набег фазы в кольце обратной связи аналогично исследованию нелинейного резонанса в распределенных системах. Вынужденной силой является последовательность микробанчей с интервалом, равным длине ускоряющей волны. Результаты эксперимента и моделирования (рис. 1) показывают, что область резонансной кривой (рис. 2), соответствующая  $-1 < \Delta\Phi < 0$ , неустойчива.

Исследуем стационарные состояния системы. На рис. 2 изображены зависимости  $A_{вх}$  от  $\Delta\Phi$  для начальных энергий пучка (1 -  $\chi_0 = 5$ ; 2 -  $\chi_0 = 10$ ; 3 -  $\chi_0 = 20$ ; 4 -  $\chi_0 = 50$ ; 5 -  $\chi_0 = \infty$ ;  $I = 1$  А). Видно, что по мере уменьшения энергии инжекции в области  $\Delta\Phi \sim 0$  появляется прогиб и при  $\chi_0 \sim 5$  резонансная кривая модифицируется. Устойчивость стационарных состояний изучена путем моделирования переходных процессов. Результаты представлены на рис. 3: слева - зависимости амплитуды поля (в 100 кВ/см) от времени (в мкс) в "установившемся" автомодуляционном режиме, справа - энергии (в МэВ), при

$\Delta\phi = 0; -0,26; -0,5$  (снизу вверх),  $I = 1 \text{ А}$ ,  $\chi_0 = 10$ . Из результатов следует, что имеет место глубокая автомодуляция параметров пучка, наблюдается автоускорение части сгустков ( $W_{\text{вых}} > W_0 = 4,5 \text{ МэВ}$ ).

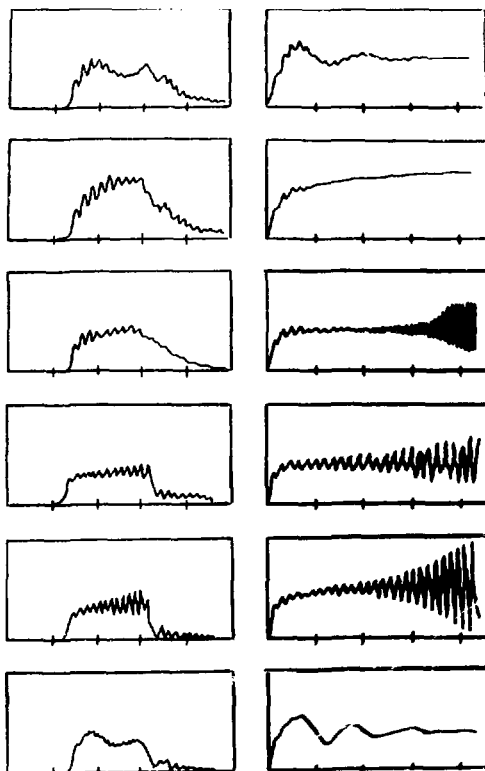


Рис. 1

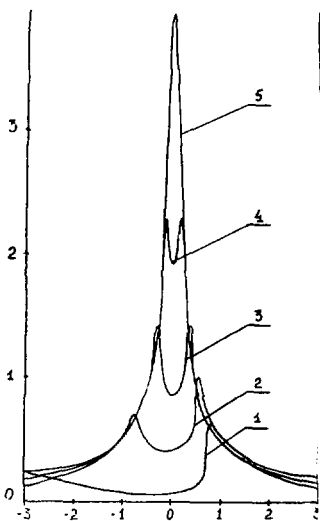


Рис. 2

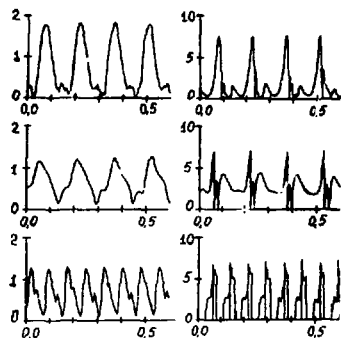


Рис. 3

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Айзацкий Н.И. Труды Ю Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - ОИИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.1, с.382-385.
2. Ажиппо В.А., Айзацкий Н.И. МТФ, 1987, т. 57, № 4, с.796-800.
3. Айзацкий Н.И. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. Харьков, 1987, вып.4(35), с.14-23.

НОВЫЕ АСПЕКТЫ ТЕОРИИ РЕЗОНАНСНОГО ВЫВОДА ЧАСТИЦ  
ИЗ СИНХРОТРОНА

Х.А.Симонян

Ереванский физический институт

Проблема вывода частиц из синхротрона всегда является первостепенными задачами ускорительной физики и техники.

Среди всех методов вывода особый интерес представляет метод, основанный на раскачке радиальных колебаний вблизи квадратичного резонанса, так как он позволяет получать выведенные пучки, растянутые во времени (медленный вывод).

Теория вывода на квадратичном резонансе известна давно (1965 г. [1]), и следующее из неё наглядное представление  $r$ -движения частиц на нормализованной фазовой плоскости  $(\eta, \dot{\eta})$  лежит в основе оценок параметров выводимого пучка.

Мы на Ереванском синхротроне также использовали это представление и в своё время (1970 г.) расставили шестиполи по кольцу согласно рекомендациям этой теоретической критериям. Однако несоответствие результатов моделирования процесса вывода на ЭВМ с предсказаниями теории, с одной стороны, и решение задач, связанных с одновременным (на данном обороте) выводом частиц из разных точек периметра синхротрона, с другой, потребовали более детальных исследований. В результате выяснилось, что общепринятая теория резонансного вывода [1,2,3] построена, на самом деле, на необоснованных предположениях. В то время как существование треугольной сепаратрисы на плоскости  $(\eta, \dot{\eta})$  действительно следует из линеаризованных уравнений по циклам (три оборота), наглядное представление процесса заброса частиц за септум основано на ошибочном предположении, что в течение цикла фазовая картина через каждый оборот пучка поворачивается так, что ветви сепаратрисы циклически меняются местами.

На самом же деле (см. ниже), для того, чтобы последнее имело место, необходимо, чтобы система раскачки (число используемых шестиполей и места их расположения) удовлетворяла строго заданным условиям. Только при этих условиях ветви сепаратрисы действительно становятся "идентичными" в момент заброса частиц за септум. Более того, если эти условия не выполнены, то треугольной сепаратрисы просто не существует. Поэтому эти новые условия мы называем условиями оптимизации системы вывода.

В основе исследований лежат уравнения  $r$ -движения в виде

$$r_s'' + \mathcal{K}(s)r = -gr^2, \quad (1)$$

где  $g$  - малый параметр.

Заметим, что как общепринятые уравнения по циклам [1,2,3], так и наши уравнения по оборотам (см. ниже), наиболее просто получаются из (1) в первом приближении теории возмущений.

Допустим, что на кольце имеется  $j$  "тонких" шестиполей, расположенных на азимутах  $S_i$  длиной  $\Delta S_i$  ( $i=1, \dots, j$ ). Введя ещё один малый параметр  $\varepsilon$ ,  $2\pi Q = (2\pi m - \varepsilon)/3$ , характеризующий "близость" частоты колебаний  $Q$  к её резонансному значению  $m/3$  ( $m$  - целое число, не кратное трем), и прикладывая за единицу времени изменения координат частицы три оборота (цикл), в линейном приближении по параметрам  $g$  и  $\varepsilon$  из (1) легко получить уравнения движения, которые в нормализованных координатах  $(\eta, \dot{\eta})$  имеют гамильтонову форму

$$d\eta/dn = \partial \mathcal{H} / \partial \dot{\eta}; \quad d\dot{\eta}/dn = -\partial \mathcal{H} / \partial \eta \quad (2)$$

с гамильтонианом



$$H(\eta, \dot{\eta}) = \frac{E}{2} (\eta^2 + \dot{\eta}^2) + C\eta (\eta^2 - 3\dot{\eta}^2) + D\dot{\eta} (\eta^2 - 3\dot{\eta}^2), \quad (3)$$

где

$$C = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^j g_i \Delta s_i \beta_i^{3/2} \cos 3\psi_i; \quad D = -\frac{1}{4} \sum_{i=1}^j g_i \Delta s_i \beta_i^{3/2} \sin 3\psi_i, \quad (4)$$

$\beta_i$ ,  $\psi_i$  - соответственно амплитудная и фазовая функции на азимуте  $i$ -той шестиплоди.

На плоскости  $(\eta, \dot{\eta})$  среди семейства кривых  $H = const$  имеются три взаимно пересекающиеся прямые, точки пересечения которых являются вершинами равностороннего треугольника и представляют собой точки неустойчивости типа "седло". Особенностью этой сепаратрисы является ее "фиксированность по циклам", т.е. через каждые три оборота положение сепаратрисы "восстанавливается".

Наличие такой сепаратрисы позволяет наглядно представить процесс заброса частиц за септум. Близи от резонанса площадь треугольника значительно больше эмиттанса циркулирующего пучка. При приближении к резонансу ( $\epsilon \rightarrow 0$ ) эта площадь уменьшается:

$$S_{\Delta} = \frac{3\sqrt{3}}{4} \eta_0^2; \quad \eta_0 = \frac{|E|}{3E}; \quad E = \sqrt{C^2 + D^2}.$$

При этом треугольник "сжимает" эмиттанс пучка равномерно с трех сторон. В какой-то момент (начало процесса раскачки) циркулирующий пучок полностью "заполняет" треугольник. При дальнейшем изменении  $\epsilon \rightarrow 0$  часть пучка "выталкивается" из треугольника через все его вершины одновременно. Поэтому вне треугольника частицы оказываются распределёнными: вблизи ветвей сепаратрисы и движутся (по циклам) вдоль них, удаляясь от центра пучка.

Выбором числа  $j$  и мест расположения  $S_j$  шестиплоди по кольцу относительно  $S_{центр}$  можно добиться того, чтобы на азимуте септума одна из ветвей сепаратрисы была бы перпендикулярна оси  $\eta$ . Для этого достаточно обеспечить выполнение условия  $C = 0$ . Далее, в зависимости от того, с какой стороны орбиты расположено септум, и в зависимости от знака  $\epsilon$ , сдвиг-таки выбором числа  $j$  и мест расположения шестиплоди, обеспечивают такой знак параметра  $D$ , при котором движение частиц вдоль параллельной оси  $\eta$  ветви сепаратрисы оказывается направлено в центр. Тогда с определенной вероятностью частицы, выведенные из области неустойчивости (треугольника), достигнут септума и часть из них будет захвачена на септуме.

Такого же можно представить представление с процессе заброса частиц за септум.

Но из такого "поведения" газовой картины пучка по циклам следует лишь то, что за септум будет забросена только треть циркулирующего пучка (без учёта потерь на "чужом" септуме), поскольку неясно, как "ведут" себя по отношению к септуму те частицы, которые движутся по двум другим ветвям сепаратрисы.

Классическая общепринятая теория, принимая, что внутри шеста ветви сепаратрисы близки к прямым, делает несостоятельными предположения, во-первых, о существовании треугольной сепаратрисы и внутри шеста, во-вторых, о ее оборотах. А во-вторых, принимает, что эта сепаратриса через каждый оборот пучка поворачивается точно на угол  $2\pi m/3$ .

Но это не следует из уравнений (1). И если это соответствует действительности, то оно должно следовать и из исследования движения по оборотам, что не и сделали.

В отличие от общепринятой теории [1, 2, 3], для оценки за положением частиц на данном азимуте через каждый оборот пучка.

В координатах  $(R, \alpha)$   $\eta = R \cos \alpha$ ,  $\dot{\eta} = R \sin \alpha$  в том же приближении движение частиц по оборотам ( $n$ ) описывается рекуррентными формулами:

$$R_{k+1} = R_k \sqrt{U_k^2 + V_k^2}; \quad \alpha_{k+1} = \alpha_k - \frac{2\pi m}{3} - a z c t g \frac{V_k}{U_k},$$

$$U_k = 1 + ER_k [\sin(\varphi + 3\alpha_k) - A \cos \alpha_k + B \sin \alpha_k],$$

$$V_k = \frac{\varepsilon}{3} + ER_k [\cos(\varphi + 3\alpha_k) + 3A \sin \alpha_k + 3B \cos \alpha_k], \quad (5)$$

$$A = \frac{1}{4E} \sum_{i=1}^j g_i \Delta s_i \beta_i^{3/2} \sin \psi_i; \quad B = \frac{1}{4E} \sum_{i=1}^j g_i \Delta s_i \beta_i^{3/2} \cos \psi_i,$$

$$\varphi = a z c t g (D/C).$$

Для сравнения приведём также формулы при исследовании движения по циклам ( $n$ ), соответствующие общепринятым уравнениям:

$$R_{n+1} = R_n \sqrt{U_n^2 + V_n^2}; \quad \alpha_{n+1} = \alpha_n - a z c t g \frac{V_n}{U_n} - 2\pi p,$$

$$U_n = 1 - 3ER_n \sin(\varphi + 3\alpha_n); \quad V_n = \varepsilon + 3ER_n \cos(\varphi + 3\alpha_n), \quad (6)$$

$p$  — целое число.

Простое сравнение (5) с (6) показывает, что движение по оборотам зависит от параметров  $A, B$  и  $m$ , в то время как уравнения по циклам не содержат этих параметров. Поэтому для сравнения на первом этапе мы провели исследования по формулам (5), приняв, что  $A = B = 0$ .

Выяснилось (см. рис. 1), что только при этих условиях действительно существует треугольная сепаратриса с прямолинейными ветвями, которая через каждый оборот пучка поворачивается точно на угол  $2\pi m/3$ , и фазовая картина пучка точно соответствует общепринятому представлению. Во всех других случаях, т.е. когда  $A \neq 0$ ,  $B \neq 0$  (см., например, рис. 2), такой сепаратрисы просто нет. Другими словами, в общем случае уравнения по циклам неверно описывают движение частиц вблизи квадратичного резонанса и, следовательно, сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями общепринятой теории, по крайней мере, некорректно.

Исследования по формулам (5) показали, что при  $A \neq 0$ ,  $B \neq 0$  квадратичная нелинейность приводит лишь к деформации фазового объема пучка, причём эта деформация разная при разных значениях  $A$  и  $B$ . Заброс частиц за септум в этом случае происходит тогда, когда часть деформированного объема оказывается за "ножом" септума. Другими словами, характеристики пучка, заброшенного за септум, зависят от значений параметров  $A$  и  $B$ . Уже поэтому условия  $A = B = 0$  являются условиями оптимизации системы вывода.

Таким образом, для осуществления оптимальной системы вывода число используемых шестиполой и места их расстановки по кольцу должны удовлетворять четырём условиям одновременно:

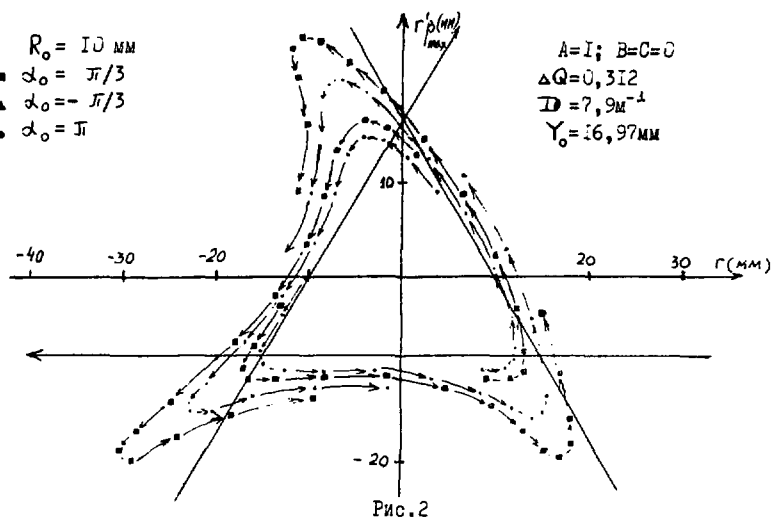
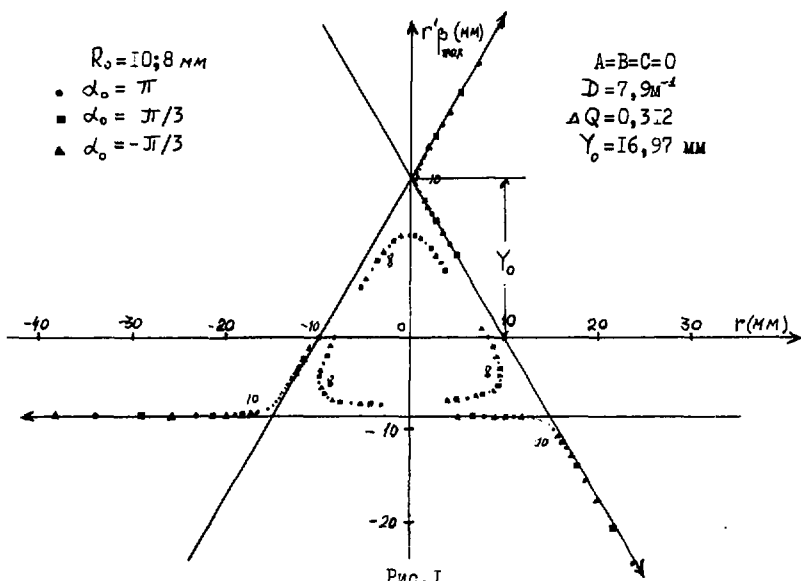
$$A = B = C = 0, \quad D \geq 0. \quad (7)$$

В заключение приведём более точные формулы (без линеаризации по  $\varepsilon$ ):

$$R_{k+1} = R_k \sqrt{U_k^2 + V_k^2}; \quad \alpha_{k+1} = \alpha_k - 2\pi Q - a z c t g \frac{V_k}{U_k},$$

$$U_k = 1 - ER_k [\sin(\varphi + 3\alpha_k) - A \cos \alpha_k + B \sin \alpha_k]; \quad V_k = ER_k [\cos(\varphi + 3\alpha_k) + 3A \sin \alpha_k + 3B \cos \alpha_k]. \quad (8)$$

Результаты расчётов по (5) и (8) несущественно отличаются друг от друга даже при достаточно больших значениях  $\varepsilon$  ( $\varepsilon = 0,4$ ). Эти результаты сравнивались с прямыми расчётами на ЭВМ на примере нашего синхротрона, из которых следует, что формулы (8) с хорошей точностью описывают реальный процесс  $\varepsilon \rightarrow 0$ , по крайней мере, в пределах вакуумной камеры синхротрона ( $\sim 50$  мм).



#### ЛИТЕРАТУРА

1. M.Q. Barton. Proc. of VIII Intern. Conf. on High Energy Acc. p.85.
2. А.Машке, К.Самон. Тр. I Всесоюзн. совещ. по ускорит. заряж. частиц, Москва, 1970, с.16.
3. C.Hemie und H.Walter. DESY 70/51, october 1970.

ПРОДОЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ АЗИМУТАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНОГО ПУЧКА В СИНХРОТРОНЕ

В.И.Балбеков, С.В.Иванов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

При исследовании продольной устойчивости обычно используется модель пучка, состоящего из одинаковых эквидистантных сгустков. На практике такая азимутальная симметрия может отсутствовать. Укажем две причины: а) разброс параметров сгустков; б) частичное заполнение орбиты пучком. Последнее характерно для крупных синхротронов типа УНК из-за принятых схем инжекции. В работе изложена методика анализа неустойчивости в этом случае и приведены некоторые результаты расчетов для УНК.

1 ОСНОВНАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Напряженность электрического поля пучка можно представить в виде  $\sum_k E_k(\Omega) e^{ik\Phi - i\Omega t}$ , где  $t$  - время,  $\Omega$  - частота когерентных колебаний,  $\Phi$  - азимут в сопровождающей системе координат ( $\Phi = \Phi' - \omega_s t$ ,  $\Phi'$  - обобщенный азимут,  $\omega_s$  - угловая скорость равновесной частицы). Амплитуда гармоники поля  $E_k(\Omega)$  пропорциональна гармонике тока пучка  $J_k(\Omega)$ .

$$E_k(\Omega) = -Z_k(\Omega) J_k(\Omega) / L, \quad (1)$$

где  $L$  - длина ускорителя,  $Z_k(\Omega)$  - импеданс вакуумной камеры. Гармонику тока пучка можно представить как сумму вкладов отдельных сгустков:

$$J_k = \sum_j J_k^{(j)} \exp(-ik\Phi_j), \quad (2)$$

где  $\Phi_j$  - координата центра  $j$ -го сгустка,  $J_k^{(j)}$  - гармоника тока  $j$ -го сгустка, вычисленная в системе координат его центра; суммирование ведется по всем сгусткам.

Под влиянием поля (1) могут возникнуть нестационарные добавки к исходному распределению частиц в сгустке. Следуя [1,2], можно получить бесконечную систему уравнений относительно гармоник возмущения тока сгустков  $J_k^{(j)}$ :

$$J_k^{(j)} = \sum_{k'} \sum_{m'} Y_{kk'}^{(j)}(\Omega) [Z_{k'}(\Omega) / k'] \sum_j \exp[-ik'(\Phi_j - \Phi_j)] J_{k'}^{(j')}, \quad k' \neq 0. \quad (3)$$

Выражения для дисперсионных интегралов  $Y_{kk'}^{(j)}$  приведены в работах [1,2].

Разумеется, систему (3) можно записать в терминах  $J_k$  [3]. Однако в нашем случае такое представление менее удобно. Дело в том, что  $J_k^{(j)}$ ,  $Y_{kk'}^{(j)}$  могут слабо зависеть от нижних индексов, чем мы воспользуемся в дальнейшем.

В общей постановке задачу (3) решить невозможно. Введем упрощающие предположения.

а) Дисперсионный интеграл  $Y_{kk'}^{(j)}$  можно представить в виде разложения в ряд по мультипольным колебаниям. В случае достаточно низкочастотного импеданса разные мультиполи возбуждаются независимо, что позволяет использовать приближение разделенных мультиполей

$$Y_{kk'}^{(j)} = \sum_{m'} Y_{kk'}^{(j,m')} \approx Y_{kk'}^{(j,m)}, \quad (4)$$

где  $m$  - номер мультиполя. Далее без ограничения общности полагаем  $m > 0$ .

В этом приближении величины  $Y_{kk'}^{(j)}$  приобретают свойства

$$Y_{-k, -k'}^{(j)} \approx Y_{kk'}^{(j)}, \quad Y_{-kk'}^{(j)} \approx Y_{k, -k'}^{(j)} \approx (-1)^m Y_{kk'}^{(j)}. \quad (5a)$$

Отсюда вытекает связь между гармониками

$$J_{-k}^{(j)} \approx (-1)^m J_k^{(j)}. \quad (5b)$$

(Если синхротронные колебания происходят в симметричной потенциальной яме, то равенства (5) точные.)

б) Предположим, что импеданс  $Z_k(\Omega)$  заметно отличен от нуля лишь для гармоник:

$$k \approx \pm (k_0 \pm \Delta k) \quad (6)$$

Тогда существенны только гармоники тока с индексами, удовлетворяющими тому же условию, причем в силу (5) можно ограничиться  $k, k' > 0$ . Кроме того, предположим, что

$$k_0 \Delta \theta_B \sim 1, \quad \Delta k \Delta \theta_B \ll 1, \quad (7)$$

где  $\Delta \theta_B$  - характерный азимутальный размер сгустков. При этом условия  $Y_k^{(j)}$  слабо зависят от нижних индексов Из (3), видно, что амплитуды гармоник тока в интервале (6) также почти одинаковы. Поэтому достаточно рассмотреть уравнение для гармоники с индексом  $k_0 > 0$ :

$$J^{(j)} = \sum_{j'} \left[ Y^{(j)}(\Omega) G(\theta_j, -\theta_j, \Omega) \right] J^{(j')}, \quad (8a)$$

$$G(\theta, \Omega) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left[ Z_k(\Omega) / k \right] \exp(-ik\theta), \quad k \neq 0, \quad (8b)$$

где для упрощения обозначений  $J_{k_0}^{(j)} \rightarrow J^{(j)}$ ,  $Y_{k_0}^{(j)} \rightarrow Y^{(j)}$ .

## 2 ИДЕНТИЧНЫЕ СГУСТКИ С РАЗНОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ

Исследование системы (8) упрощается, если сгустки отличаются только интенсивностью. Тогда все дисперсионные интегралы имеют вид

$$Y^{(j)}(\Omega) = v_j Y(\Omega), \quad (9)$$

где  $v_j$  - относительная интенсивность  $j$ -го сгустка;  $\max(v_j) = 1$ . При этом дисперсионное уравнение можно записать в виде

$$1 = Y(\Omega) m_n(\Omega), \quad (10)$$

где  $m_n$  -  $n$  - е собственное значение (с.э.) задачи

$$m J^{(j)} = \sum_{j'} v_j G(\theta_j, -\theta_j, \Omega) J^{(j')}. \quad (11)$$

Собственные векторы (с.в.) этой задачи определяют набор линейно-независимых (но не обязательно попарно ортогональных) мод колебаний пучка. Разумеется, число мод колебаний совпадает с количеством сгустков, находящихся на орбите.

Уравнение (10) можно исследовать стандартным методом пороговых диаграмм [2]. Величина  $m_n$  приобретает смысл эффективного импеданса для моды  $n$ . Система устойчива, если все точки  $1/m_n$  находятся вне области, ограниченной пороговой кривой  $Y(\text{Re}\Omega + i0)$  на комплексной плоскости  $Y$ , либо на оси  $\text{Re} Y = 0$ . Условия устойчивости несложно сформулировать и в терминах импедансной плоскости  $Z \sim Y^{-1}$ , которую мы используем в дальнейшем.

Установим общие свойства решений задачи (11)

Обычно  $|\Omega| \ll \Delta k_0$ . Поэтому  $G(\theta, \Omega) \approx G(\theta, 0)$  и с.э.  $m$  (как и с.в.  $\vec{J}$ ) перестают зависеть от частоты  $\Omega$ . Физически это означает несущественность неустойчивостей робинсоновского типа [4]. Поскольку теперь  $G = -G^*$ , то величины

$$(m, \vec{J}) \text{ и } m' = -m^*, \quad \vec{J}' = \vec{J}^*$$

будут одновременно с.э. и с.в. задачи (11). Поэтому

а) С.э. и симметричны относительно мнимой оси. Паре симметричных  $m$ ,  $\text{Re} m \neq 0$  соответствуют взаимно-дополнительные (комплексно-сопряженные) моды колебаний пучка. Каждая из них может быть неустойчива только до ( $\text{Re} m < 0$ ) или после ( $\text{Re} m > 0$ ) перехода через критическую энергию. (Нельзя учесть односторонний характер пороговых диаграмм в приближении (4).)

б) Чисто мнимые  $m$  соответствуют устойчивым (с точностью до эффекта [4]) модам. Это всегда синфазные или противофазные колебания соседних сгустков: для  $m = -m^*$ ,  $\vec{J} = \vec{J}^*$ . При нечетном количестве сгустков имеется хотя бы одна такая мода.

В качестве важного примера рассмотрим азимутально-симметричный пучок

$$v_j = 1, \quad \theta_j = -(2\pi / M) j, \quad (12)$$

где  $M$  - количество сгустков. При этом задача (11) решается аналитически. Ее с.в. образуют ортонормированный базис

$$J_n^{(j)} = M^{-1/2} \exp(-2\pi i n j / M), \quad \langle \vec{J}_n, \vec{J}_{n'} \rangle = \delta_{nn'}, \quad \delta_{nn'} - \text{символ Кронекера}, \quad (13)$$

и определяют  $M$  нормальных мод связанных колебаний пучка. Они отличаются величиной сдвига фазы синхротронных колебаний между соседними сгустками,  $\Delta\psi = 2\pi n / M$ . С.э. моды  $n$  приобретает вид

$$m_n^{(\theta)} = M \sum_{l=-\infty}^{\infty} Z_{n+lM}(\Omega) / (n+lM), \quad n+lM \neq 0. \quad (14)$$

Это частное решение позволяет получить важное представление о распределении величин  $M_n$  на комплексной плоскости. Действительно, пусть в симметричном пучке произвольным образом уменьшена интенсивность некоторых сгустков, а часть из них, возможно, удалена с орбиты. Тем не менее с.в. нового пучка можно разложить по базису (13), а его с.з.  $M_n$  представить в виде квадратичной формы, порождаемой матрицей системы (11) для исходного пучка. Воспользовавшись условием ортогональности (13), получим

$$M_n^{(0)} = \sum_{n'} \frac{1}{\Omega} \xi_{n',n} M_{n'}^{(0)}, \quad \sum_n \xi_{n',n} = 1, \quad (15)$$

где суммирование ведется по всем нормальным модам (13), (14),  $0 \leq \xi_{n',n} \leq 1$ ,  $0 \leq \sum_n \xi_{n',n} \leq 1$ .

Соотношение (15) имеет простой геометрический смысл: любое из с.з.  $M_n$  находится внутри наименьшего по площади выпуклого многоугольника, содержащего все точки  $M_{n'}^{(0)}$  комплексной плоскости. Если пучок (12) устойчив, то все  $M_n^{(0)}$  лежат внутри области устойчивости пороговой диаграммы на плоскости  $Z$ . Тогда в силу (15) там же окажутся и точки  $M_n$ . Таким образом, приходим к **общему выводу**: пучок, несимметрия которого вызвана уменьшением интенсивности и/или удалением отдельных сгустков, не менее устойчив, чем исходный для него симметричный пучок.

### 3 ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ПОРОГОВ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Для конкретных расчетов возьмем импеданс узкополосного резонатора

$$Z_k(\Omega) = R_{св} \left( 1 - \frac{(k\omega_s + \Omega)^2 - \omega_0^2}{2(\omega_s + \Omega)\Delta\omega} \right)^{-1}, \quad (16)$$

где  $R_{св}$  - сопротивление связи,  $\omega_0$  - собственная частота,  $\Delta\omega$  - полоса пропускания. В этом случае ряд (16) легко суммируется

$$G(\Omega, \theta) \Big|_{0 < \theta \leq 2\pi} = \frac{4\pi R_{св} \Delta\omega}{\omega_1 - \omega_2} \left\{ \frac{\omega_1}{\omega_1 - \Omega} \left[ \frac{1}{-2\pi i k_1} + \frac{\exp(-ik_1\theta)}{1 - \exp(-2\pi i k_1)} \right] - (1 \rightarrow 2) \right\}, \quad (17)$$

$$G(\theta \pm 2\pi, \Omega) = G(\theta, \Omega), \quad \omega_{1,2} = \pm \sqrt{\omega_s^2 - \Delta\omega^2} - i\Delta\omega, \quad k_{1,2} = (\omega_{1,2} - \Omega)/\omega_s.$$

С.з.  $M_n^{(0)}$  для азимутально-симметричного пучка приобретают вид

$$M_n^{(0)} \approx \frac{4\pi R_{св} \Delta\omega}{\omega_1 - \omega_2} \left\{ \frac{\omega_1}{\omega_1 - \Omega} \left[ \frac{\xi_{n0}}{-2\pi i (k_1 - n)/M} + \frac{\exp(-2\pi i (k_1 - n)/M)}{1 - \exp(-2\pi i (k_1 - n)/M)} \right] - (1 \rightarrow 2) \right\} \quad (18)$$

В УНК пучок состоит из последовательности цугов сгустков, сгруппированных на частоте  $q\omega_s$  ( $q$  - кратность) и разделенных временными интервалами. Число сгустков на плато инжекции 1-й степени  $M \approx (1-12) \cdot 10^3 \gg 1$ . Поэтому численное решение задачи (11) невозможно из-за ее большой размерности. Однако это затруднение несложно обойти. Действительно, если найдется  $k > 0$  такое, что

$$k|\omega_1 - iq\omega_s|/q\omega_s \ll 1, \quad \text{где } 1 - \text{целое число}, \quad (19)$$

то  $j(j+k) \approx j(j)$ . Поэтому размерность задачи (11) можно уменьшить до  $N \approx M/k$ , формально рассматривая  $k$  соседних сгустков как один. Интересно увидеть нас (максимальные по модулю) с.з. обеих задач практически совпадут.

На рис. 1 приведены результаты решения задачи, иллюстрирующие сходимость метода. Рассмотрен одиночный цуг сгустков в 1-й степени УНК ( $M = 10^4$ ,  $q = 1-4 \cdot 10^4$ ), взаимодействующий с ускоряющими резонаторами ( $\Delta\omega/\omega_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ ,  $(\omega_0 - \omega_s)/\Delta\omega = 0.15$ ). Параметром кривых является размерность матрицы  $N$ .

На рис. 2 показаны результаты расчета эффективных импедансов - с.з.  $M_n$ , соответствующим рабочему виду колебаний ускоряющих резонаторов УНК. Рассмотрено плато инжекции в 1-й степени. Параметры пучка и резонаторов  $E=70$  ГэВ,  $J_0=1$  А,  $R_{св}=16 \times 10^{-25}$  с/м,  $\Delta r_{св} \approx \pm 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $q\Delta\omega_0/2\pi = 0.54$ . Цифрами 1-12 отмечено число последовательных цугов сгустков (их минимальное разделение - 100 пустых вращений). Кривая 12 - график с.з.  $M_n^{(0)}$  для симметричного сгруппированного пучка, заполняющего всю орбиту. Легко убедиться, что узлы ломаных линий 1-12 и 13 действительно удовлетворяют условию (15) (плотные линии проведены пороговые кривые для дипольных и квадрупольных колебаний ( $m=1,2$ ). Устойчивой является область вблизи начала координат и левая полуплоскость. Видно, что все моды связанных дипольных колебаний 1 или 2 последовательных цугов сгустков находятся ниже порога возникновения неустойчивости. Квадрольные колебания становятся неустойчивыми при  $q$  и более цугах. Колебания с  $m \geq 3$  устойчивы. Для обеспечения продольной устойчивости пучка разрабатывается специальная система обратной связи.

плато инжекции 1 ступени унк, 1цуге

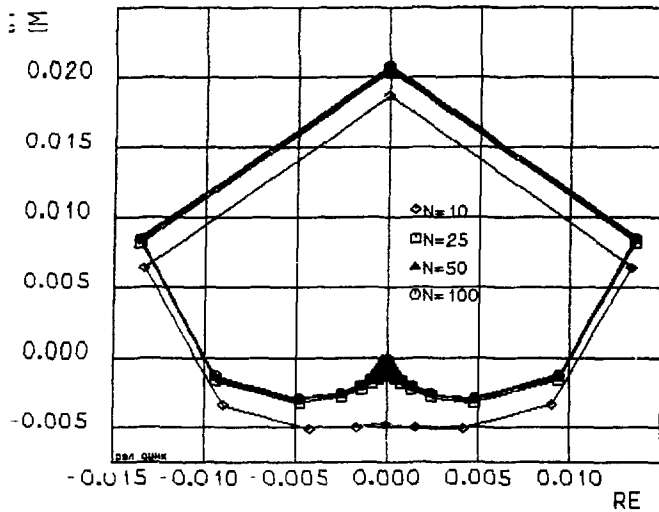


рис 1. проверка сходимости метода

плато инжекции 1 ступени унк, 1-12цугеов

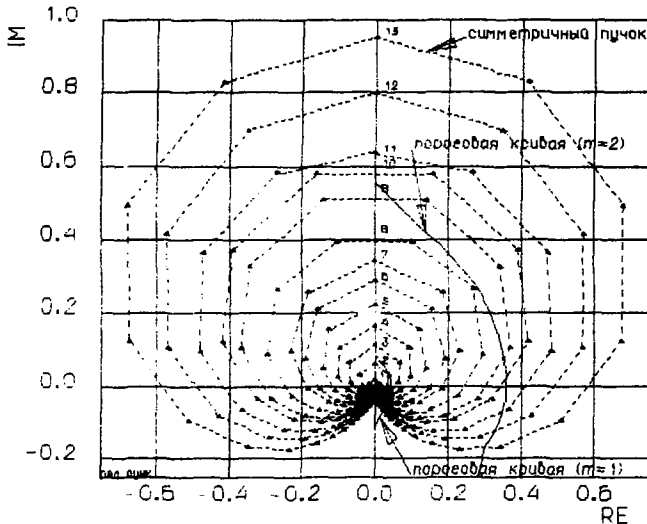


рис 2. эффективные импедансы, отн. ед.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 В И Балбенов, С В Иванов - АЭ, т 59, вып 1, 1985, с 42-48
- 2 В И Балбенов, С В Иванов - АЭ, т 60, вып 1, 1986, с 45-51
- 3 В И Балбенов, С В Иванов - Труды 13 Международной конференции по ускорителям частиц высокой энергии. Новосибирск, Наука, 1987, т. 2, с 124-129.
- 4 К Ш Robilson - CEAL - 1010, 1964

## МНОГООБОРОТНАЯ ИНЪЕКЦИЯ И БЫСТРЫЙ МНОГООБОРОТНЫЙ ВЫПУСК ЧАСТИЦ ИЗ СИНХРОТРОНА

Т.А. Всеволожская, Г.И. Сильвестров  
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

При разработке проекта малогабаритного протонного синхротрона на основе импульсных магнитов с полями  $5 \text{ Тл}$  /1/ вопросами, определяющими основные параметры ускорителя, являются инжекция и выпуск частиц. Магнитная система синхротрона состоит из четырех элементов периодичности, каждый из которых включает в себя  $90^\circ$  магнит радиусом  $43 \text{ см}$  с однородным полем и две квадрупольные линзы длиной по  $13 \text{ см}$ . Периметр ускорителя равен  $5,1 \text{ м}$ , свободная длина линейных промежутков между линзами составляет  $\sim 30 \text{ см}$ . Энергия инжекции протонов  $1 \text{ МэВ}$ . Значения частот бетатронных колебаний равны  $\nu_x \approx 1,4$ ,  $\nu_z \approx 0,45$ , максимумы  $\beta$ -функций  $\beta_x = 1 \text{ м}$ ,  $\beta_z = 2 \text{ м}$ . При апертуре в магнитах  $A_2 = \pm 1,8 \text{ см}$ ,  $A_R = \pm 0,9 \text{ см}$  соответствующие значения адмиттанса синхротрона составляют  $\mathcal{E}_z = \pm 130 \text{ мм.мрад}$  и  $\mathcal{E}_R = 100 \text{ мм.мрад}$ . Способ инжекции в синхротрон основан на линейно уменьшаемом со временем сдвиге равновесной орбиты в направлении выпускного окна. Сдвиг равен расстоянию до центра выпускаемого пучка в начальный момент и уменьшается до нуля за время  $t_m$  в несколько десятков оборотов. Положение частицы на фазовой плоскости дорожки в зависимости от времени  $t$  и продольной координаты  $S$  ( $S = 0$  на азимуте впуска,  $-\pi \leq S \leq \pi$ ), а также координаты относительно центра пучка  $z_0$ , угла  $z'_0$  и времени  $t_0$  влета в пренебрежении неоднородностью магнитной структуры определяется выражением

$$z + iz' \frac{R}{\nu} = \left\{ \bar{x} \left( 1 - \frac{t}{t_m} + \frac{S}{\sqrt{L_m}} \right) - i \frac{\bar{x} R \bar{x} \cos \sqrt{N}}{\sqrt{L_m} \sin \sqrt{N}} \right\} e^{-i\nu \frac{S}{R}} + \left\{ z_0 + \bar{x} \frac{t_0}{t_m} + i \left( \frac{z'_0 R}{\nu} + \frac{\bar{x} R \bar{x} \cos \sqrt{N}}{\sqrt{L_m} \sin \sqrt{N}} \right) \right\} e^{-i\nu \frac{(t-t_0)}{R}}$$

где первое слагаемое описывает перемещение орбиты, а второе — колебание вокруг нее. Сдвиг орбиты осуществляется расположенным на расстоянии половины оборота от места инжекции коротким импульсным магнитом с линейно спадающим со временем радиально направленным полем. Максимальное значение интеграла поля по длине магнита определяется начальным сдвигом орбиты в месте инжекции  $\bar{x}$  как  $(Nl)_{\max} = \bar{x} \frac{2\pi c \nu \sin \sqrt{N}}{eR}$ , что составляет  $2,5 \text{ кВ}\cdot\text{см}$ . Ввод пучка в апертуру дорожки производится в одном из линейных промежутков с помощью выпускного магнита с тонкой внешней стенкой — ножом, которая несколько вдвинута в апертуру дорожки, образуя выпускное окно.

Численное моделирование захвата частиц в режиме 30-оборотной инжекции в реальной структуре при размере выпускного окна  $2,7 \text{ мм}$ , толщине ножа  $0,3 \text{ мм}$  и угловом разбросе частиц  $\pm 2 \cdot 10^{-3}$  дает среднее значение эффективности захвата, равное  $0,65$ . Распределение эффективности по времени влета, выраженному в единицах времени оборота  $\tau_c$ , показано на рис.1а, положение частиц на фазовой плоскости дорожки на входе в магнит по окончании инжекции — на рис.1б, где время влета обозначено буквами в порядке латинского алфавита.

Сдвиговой магнит представляет собой одновитковую систему с шихтованным магнитопроводом длиной  $5 \text{ см}$  и апертурой  $A_x \times A_z = 2 \times 4 \text{ см}^2$ , равной апертуре линейного промежутка. Магнит питается однополупериодными синусоидальными им-



пульсами тока длительностью 36 мс. Для впуска используется линейная часть заднего фронта импульса, начиная с фазы  $130^\circ$ , где величина поля составляет 400 Э.

Для обеспечения  $10^{11}$  частиц в синхротроне за время 10 мкс при эффективности захвата 0,65 ток инжекции должен быть равен 2 мА в пределах эмитанса  $\varepsilon_z = 3\% \text{ мм}^2 \text{ мрад}$ .

Выпуск ускоренного пучка осуществляется по тому же принципу, что и инжекция. Сдвиговой магнит с линейно нарастающим со временем полем создает равномерное перемещение орбиты, а с ней и пучка в направлении выпускного окна, расположенного в противоположном линейном промежутке. Оптимальный режим вывода при той же геометрии выпускного окна, что и впускного, характеризуется той же величиной смещения орбиты за оборот, т.е.  $1/30$  от расстояния до центра выпускного окна — на азимуте выпуска, и в отношении импульсов — увеличенным значением  $(H\ell)_{\text{max}}$ . Вывод пучка с его уменьшившимся в результате ускорения размером происходит практически за 5 оборотов, с 23-го по 28-й, т.е. длительность вывода составляет 0,14 мкс. Среднеквадратичный разброс координаты в выпущенном пучке  $\pm 0,6 \text{ мм}$ , разброс угла  $\pm 6 \cdot 10^{-4}$ , эффективность выпуска  $\sim 0,75$ . В качестве сдвигового магнита при выпуске используется тот же магнит, что и при впуске, но питаемый от другого генератора. Синусоидальный импульс поля имеет длительность 3 мкс и амплитуду 7,8 кЭ. Для выпуска используется линейная часть переднего фронта до фазы  $50^\circ$ , соответствующей 30 оборотам частиц в синхротроне (0,84 мкс) и нарастанию поля до 6 кЭ. Амплитуда импульса тока равна 12,5 кА при напряжении на магните 1,5 кВ. Малая длительность импульса требует выполнения шихтованного магнитопровода из железа толщиной 50 мкм. Выпуск пучка производится в том же промежутке, что и впуск, на противоположной стороне вертикальной апертуры. При этом выпускное окно оказывается в "тени" впускного и не создает дополнительного ограничения вертикального адмиттанса дорожки. Система впуска — выпуска занимает, таким образом, менее двух промежутков.

На рис. 2 приведен общий вид промежутка с впускным (3) и выпускным (4) септум-магнитами. Впуск пучка осуществляется сверху магнитом с углом поворота  $30^\circ$  и апертурой  $A_1 = 1,2 \text{ см}$ ,  $A_2 = 0,3 \text{ см}$ , нож магнита имеет на выходе толщину 0,3 мм, рабочее поле магнита 6 кЭ. Для уменьшения интеграла внешних полей, проникающих через нож в апертуру синхротрона, питающий импульс тока имеет трапециoidalную форму с вершиной и фронтами по 10 мкс, что создается смешиванием однополупериодного синусоидального импульса с его третьей гармоникой.

Для выпуска протонов с энергией 200 МэВ (импульс 345 МэВ/с) требуется значительно более напряженный септум-магнит. При длине 20 см он поворачивает пучок на угол  $17^\circ$ . Магнит имеет апертуру  $A_1 \times A_2 = 0,3 \times 0,4 \text{ см}^2$  и переменное по длине магнитное поле. На входе в магнит толщина внешней шины — ножа составляет 0,3 мм, поэтому на начальном участке на длине 3 см поле в апертуре равно 20 кЭ. На остальной длине магнита, где толщина шины становится более 1,5 мм, поле увеличивается до 50 кЭ. При питании одним и тем же током это обеспечивается изменением сопротивления магнитному потоку — на участке с полем 20 кЭ на противоположной апертуре стороне шины магнитный поток пропускается через узкие щели, имеющие большое магнитное сопротивление, что приводит к соответствующему ослаблению поля на этом участке. Магнит запитывается униполярным синусоидальным импульсом тока с амплитудой 40 кА и длительностью 10 мкс. Предельно малая длительность импульса необходима в данном случае для достижения динамического режима нагружения ножа давлением магнитного поля, что обеспечивает его механическую прочность.

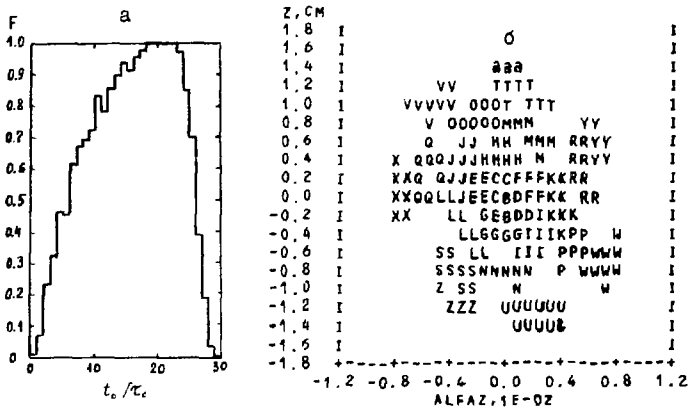


Рис.1. а - зависимость эффективности захвата от времени влета частиц в апертуру;  
 б - распределение частиц на фазовой плоскости после окончания инжекции.

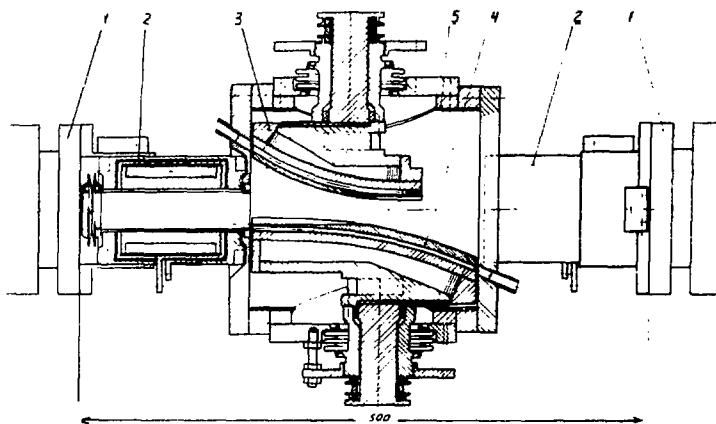


Рис.2. Общий вид промежутка впуска-выпуска. 1 - торцы магнитов, 2 - линзы, 3 - впускной магнит, 4 - выпускной магнит, 5 - вакуумная камера промежутка.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Авербух И.И. и др. Проект малогабаритного протонного синхротрона на энергию 200 МэВ. В трудах частоящей конференции, т.2, с.305.

## ДИНАМИКА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ ДЛУ-30/250

Ю.П.Вахрушин, В.С.Кузнецов, А.С.Тихомиров

научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Как следует из публикаций /1-5/, а также из работ по наладке ускорителя ДЛУ-30/250, одним из основных факторов, приводящих к ограничению дальности транспортировки пучка, является смещение его центра тяжести относительно оси электропровода, т.е. когерентные колебания (КК). Раз возникнув, они далее нарастают. К этому приводят такие причины, как перекосы фокусирующих линз и секций, взаимодействие пучка с поперечными полями витков возбуждения, с зарядами и токами изображения, с генерируемыми дипольными модами и др.

Известно /5/, что наибольшее влияние на рост амплитуды КК оказывают перекосы и несоосности отдельных катушек. В ДЛУ-30/250, однако, существенную роль в неустойчивости когерентного движения может играть взаимодействие пучка с зарядами и токами изображений. Дело в том, что заряды индуцируются в резистивном покрытии, а токи — в элементах корпуса и индуктора. Таким образом, сила притяжения к зарядам в три раза больше силы отталкивания от токов.

Следует отметить, что ускоряющая структура ДЛУ представляет собой замкнутую систему, в которой могут генерироваться поперечные и продольные электромагнитные поля. Однако стартовый ток, приводящий к генерации дипольного мод в секциях, превышает 300 А /6/. Поэтому ВЧ-поле не должно оказывать существенного влияния на динамику КК.

В данной работе когерентное движение исследовалось на ЭВМ методом статистического моделирования по специально разработанным в НИИЭФА программам с учетом притяжения пучка к стенкам. Максимальный уровень перекосов осей линз принимался порядка 0,5 град, а несоосность — 1 мм. Использовался гауссов закон распределения случайных величин. Рассматривались системы транспортировки как с непрерывным полем, так и дискретные.

В результате расчетов динамики пучка в электропроводе с системой дискретной фокусировки (СДФ) даже без учета перекосов был выявлен недопустимый рост амплитуды когерентных колебаний пучка при токе свыше 100 А в трубках с резистивным покрытием. Кроме того, в /3/ обоснована целесообразность применения малосекционированных трубок для инжекционного участка. Как показали расчеты при уровне перекосов менее  $\pm 1$  мм и токе 100 А притяжение пучка к стенкам уменьшало дальность прохождения более чем на 30%.

В качестве альтернативы для СДФ на первом ускорительном участке рассматривался канал с непрерывным магнитным полем, форма и осевым такой же системой катушек, как на инжекционном участке. Неоднородность поля обеспечивалась не хуже 10%. Уровень перекосов достигал  $\pm 1$  мм. В этом случае для тока 100 А исследовалась зависимость от величины магнитного поля средней по СДФ дальности прохождения пучка, первоначально осевого с каналом в малосекционированных трубках. Результаты отражены на рис.1. Видно, что при величине поля более 1 кГс дальнейшего роста дальности прохождения не наблюдается, что совпадает с результатами работы /4/.

Поскольку экспериментально установленный радиус пучка на выходе инжекционного участка составляет 1,5-2 см, то дальность прохождения при допустимом отклонении от оси порядка 1,0 см составляет около 1,0 м (кривая 3) при величине магнитного поля около 1 кГс. При уменьшении тока пучка до 100 А средняя дальность прохождения возрастала на 20%, а при уменьшении уровня перекосов в два раза она увеличивалась еще на 30%. На основании проведенных расчетов



ра тяжести пучка будет различным и потребуются перестройка корректоров с применением ЭВМ.

Рис. 1. Средняя дальность прохождения пучка в непрерывном магнитном поле: 1 - отклонение 1 см; 2 - " - 1,5 см; 3 - " - 2,5 см.

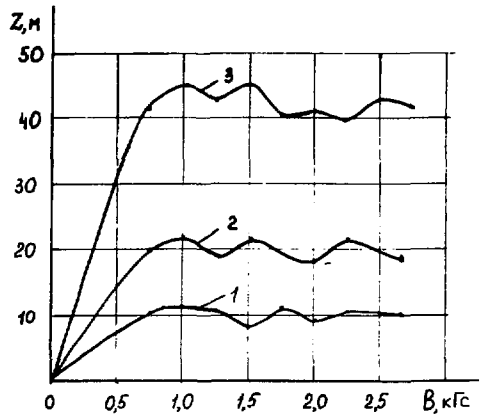


Рис. 2. Расстояние между линзами. ▶

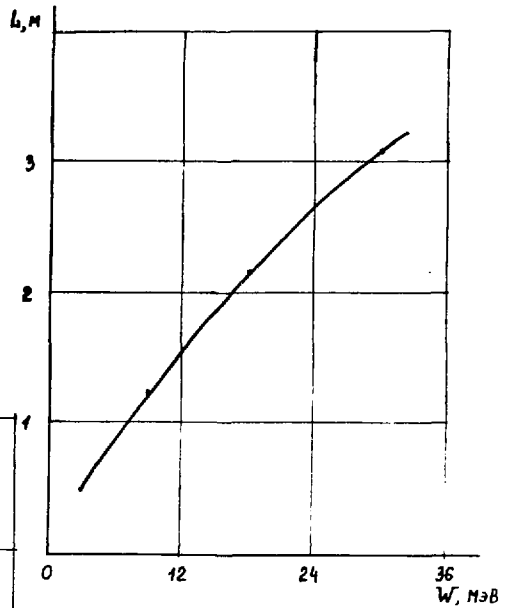
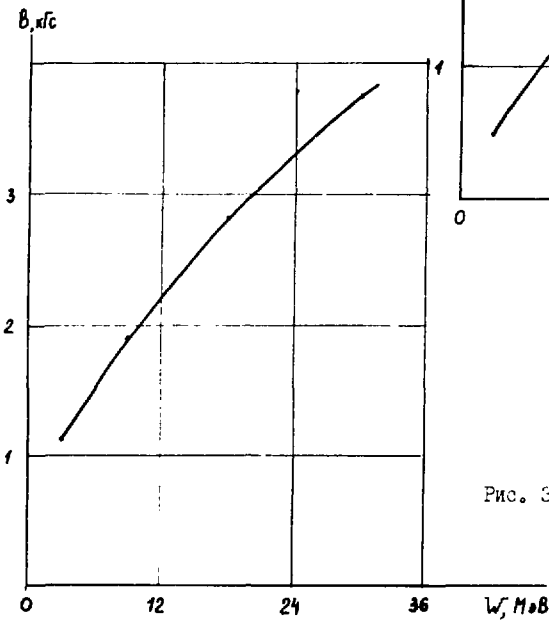


Рис. 3. Доли в линзах.



На основании вышеизложенного можно сделать следующие основные выводы:

1. В реальном канале транспортировки амплитуда когерентных колебаний неизбежно нарастает. Поэтому необходимо увеличить число корректоров по сравнению с проектным значением.
2. Система непрерывной фокусировки не имеет принципиальных преимуществ в плане удержания когерентных колебаний перед СДЗ.
3. Наличие корректоров может приводить к значительным потерям длительности импульса в протяженных трактах с непрерывным полем, что налагает очень жесткие ограничения на величину энергетического разброса в лучке (единицы %).
4. Целесообразной системой транспортировки лучка без существенных потерь в ускорительных участках ЛМ-30/230 является дискретная система, обеспечивающая резкое снижение требований к энергетическому разбросу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Назаринов И.И., Казача Б.И. О допусках на случайный разброс осей катушек фокусирующего магнитного поля в линейных индукционных ускорителях. Дубна, 1987. 9с. (Препринт/ОИЯИ: Р9-87-24).
2. Ракитянский С.А. Статистическое моделирование когерентных колебаний электронного пучка в ускорителе ЛМ-30. Дубна, 1987. 11с. (Препринт/СИИ: Р9-87-33).
3. Саввин В.А. Влияние наведенных полей на устойчивость когерентных колебаний электронного пучка в ЛМ. Дубна, 1987. 9с. (Препринт/СИИ: Р9-87-148).
4. Woods S.H. The image instability in high current linear accelerators. Rev. Sci. Instr., 1970, v.41(7), p.959-962.
5. More E.P. Numerical simulation of survey misalignment effects in the ATA structure. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. NS-28(3), p. 277-279.
6. Орлов А.К. Электромагнитные волны в вакуумном канале с диэлектрической трубкой. М., 1986. 8с. (Препринт/ЦЕМатоминформ: А-Б-3680).
7. Тихомиров А.С. Моделирование стационарных состояний неламнарных аксиально-симметричных пучков на СВЧ. М., 1986. 7с. (Препринт/ЦЕМатоминформ: А-Б-3737).

## ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТОВ С АЗИМУТАЛЬНОЙ ВАРИАЦИЕЙ ПОЛЯ В ОПТИКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Н.И.Дойников, Е.А.Ламзин, Н.Д.Малицкий, Б.В.Рождественский,  
Ю.П.Севергин, С.Е.Сычевский, В.А.Титов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

В настоящее время в оптических схемах применяются поворотные магниты с однородным или слабо неоднородным ( $n < 1$ ) полем, постоянным вдоль азимутального направления. С целью увеличения фокусирующих свойств магнита ранее предложено ввести вариацию показателя спада поля  $n(\varphi)$  по азимуту.

Заряженные частицы при транспортировке в поворотном магните проходят последовательно участки, поля которых оказывают фокусирующее или дефокусирующее воздействие на частицы. Суммарное воздействие этих полей может быть подобрано (в соответствии с принципом жесткой фокусировки) фокусирующим одновременно в двух плоскостях.

Вдоль осевой круговой траектории  $R = R_0$  высота воздушного зазора  $h$  между полюсными наконечниками и величина индукции магнитного поля постоянны. Необходимая вариация показателя спада поля  $n(\varphi)$  может быть сформирована путем профилирования полюсных наконечников. Технически наиболее просто реализуется закон изменения показателя спада поля в виде кусочно-постоянной функции  $n(\varphi) = n^2 = const$ , на который будем ориентироваться при последующем изложении.

Фокусирующие свойства магнита зависят от числа  $N$  локальных участков ( $\varphi_i \in [\varphi_i', \varphi_{i+1}']$ ,  $i = 0, 1, 2 \dots N$ ) с  $n_i = const$  и амплитуды изменения показателя спада поля между участками. Сравним фокусирующие свойства магнитов с углом поворота  $90^\circ$ , обеспечивающих одновременную фокусировку в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В оптических схемах часто применяются магнит с  $n = 0,5$  и нормальным входом и выходом пучка; магнит с  $n = 0$  и торцевыми углами склоа  $\alpha_1 = \alpha_2 = 26,5^\circ$  для вертикальной фокусировки. Для первого магнита расстояние от края магнита до софокусных точек  $l_1 = 1,41R_0$ , для второго  $l_2 = 2R_0$ . Магнит с азимутальной вариацией показателя спада поля (параметры:  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 30^\circ$ ;  $n_1 = n_3 = 5,5$ ;  $n_2 = -5,5$ ) имеет  $l_3 = 0,5R_0$ . Дальнейшего увеличения фокусирующей силы магнита можно добиться за счет увеличения числа локальных участков и более глубокой вариации показателя спада поля. В частности, фокусирующая сила магнита может быть достаточной для осуществления ахроматичного поворота пучка.

### Примеры конкретного применения

а) Магнитооптические устройства (магнитное зеркало и поворотнo-фокусирующие устройства) терапевтического ускорителя ЛУЭГ-4СМ /1/ показаны на рис.1 пунктирной линией. Используется магнит с однородным полем и сильно кривофокусировкой. В настоящее время устройства изготовлены и ведется их наладка.

Основная трудность в настройке таких малогабаритных систем обусловлена торцевыми полями, протяженность которых соизмерима с областью основного поля, и жестким допуском на геометрическое расположение магнитов относительно друг друга.

На рис.1 сплошной линией показаны предлагаемые устройства, в которых введена азимутальная вариация поля. Поворотнo-фокусирующее устройство представляет собой одиночный магнит, обеспечивающий ахроматичный поворот пучка. Его параметры:  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0,28$  рад;  $\varphi_3 = \varphi_4 = 1,474$  рад;  $\varphi_5 = 1,76$  рад;  $n_1 = n_3 = n_5 = -7$ ;  $n_2 = n_4 = 7$ . На рис.1 приведены огибающие пучка с учетом разброса по импульсам. В магнитном зеркале вместо магнитов М2, М3, М2 используется также одиночный

магнит с азимутально<sup>ю</sup> вариацией<sup>ю</sup> поля. Параметры магнита:  $\varphi_1 = \varphi_2 = 50^\circ$ ;  $\varphi_2 = \varphi_4 = 34^\circ$ ;  $\varphi_3 = 60^\circ$ ;  $n_1 = n_3 = -0,55$ ;  $n_2 = n_4 = 3,58$ ;  $n_3 = -3,48$ . Оптические характеристики магнитного зеркала иллюстрирует рис. 1.

Применение магнитов с азимутально<sup>ю</sup> вариацией<sup>ю</sup> поля в данном случае позволяет, с одной стороны, уменьшить весогабаритные параметры, с друго<sup>ю</sup> - значительно сократить трудоемкий пусконаладочный период.

б) В оптических схемах применяются ахроматичные системы с углом поворота  $180^\circ$ , состоящие из двух или более магнитов. Ахроматичный поворот пучка одиночным магнитом можно реализовать при следующих параметрах:  $\varphi_1 = \varphi_2 = 29^\circ$ ;

$\varphi_2 = \varphi_3 = 40^\circ$ ;  $\varphi_3 = \varphi_4 = 21^\circ$ ;  $n_{16} = -4,98$ ;  $n_{25} = 4,43$ ;  $n_{34} = -4,85$ . Огибающие пучка при симметрично<sup>ю</sup> проводке для  $C_x = C_z = 2\bar{x}$  см.рад и дисперсионная функция приведены на рис. 2. Радиус поворота траектории  $R_0 = 1$  м.

### Особенности формирования ведущего магнитного поля

Требуемое распределение показателя спада поля по азимуту достигается выбором формы полюсных наконечников.

При значениях  $h/R_0 < 1$  полюсные наконечники могут быть выполнены в виде конических поверхностей с прямолинейно<sup>ю</sup> образующей. В этом случае появляется вторая производная магнитного поля, обобщенный показатель которой  $\bar{v} = \frac{1}{2} \frac{R_0^2}{B} \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2}$  приблизительно равен  $n^2$ . С учетом кривизны полюсных наконечников по азимутально<sup>ю</sup> координате  $\varphi$  угол наклона полюсных наконечников  $\alpha$  к азимутально<sup>ю</sup> плоскости определяется следующим образом:

$$\tan \alpha = \frac{\bar{n}_1 h}{2R_0} \left[ 1 - \frac{h^2}{R_0^2} \left( \bar{n}_1 + \frac{B}{2} \right) \right],$$

где  $\bar{n}_1$  - показатель спада поля, полученный для плоскопараллельного случая.

При  $h/R_0 < 1$  влияние второ<sup>ю</sup> производной поля на динамику движения частиц приводит к частичной компенсации абберационных эффектов второго порядка, и в ряде случаев это может оказаться достаточным.

При  $h/R_0 > 1$  величина  $\bar{v}$  резко возрастает и абберационные эффекты оказываются доминирующими. В этом случае поверхности полюсных наконечников должны иметь форму конфокальных гипербол, что приводит к  $\bar{v} = C$ . Требуемое значение  $\bar{v}$  для компенсации аббераций может быть реализовано путем шиммирования полюсных наконечников.

В реальной конструкции магнита между участками с различными значениями показателя спада существует переходная область  $\Delta n$ , где  $n(\varphi)$  непрерывно меняется от значения  $n^+$  до значения  $n^-$ . Протяженность такого участка ( $\approx 2h$ ) определяется геометрическими параметрами магнита и степенью насыщения полюсных наконечников. Кроме того, в области  $\Delta n$  получается вторая производная поля, которая может достигать значительной величины. Это должно быть учтено при расчете движения частиц с целью принятия необходимых мер для коррекции показателя спада поля и компенсации абберационных эффектов. Расчет реальной пространственной поля может быть выполнен с помощью программы по комплексам КОМПОНА.

### Ахроматичный магнит для линии "ночного ускорителя" "Электроника У-ССЗ"

Магнит изготовлен и экспериментально исследован. Он обеспечивает ахроматичный поворот на  $180^\circ$  электронов с энергией  $10$  МэВ.

На рис. 3 показаны полюсные наконечники, формирующие требуемое распределение показателя спада поля по азимуту. Основные параметры магнита:  $\varphi_1 = \varphi_2 = 67,5^\circ$ ;  $\varphi_2 = 135^\circ$ ;  $n_1 = n_3 = 0,7$ ;  $n_2 = -0,33$ ;  $R_0 = 12$  см;  $B_0 = 0,29$  Тл.

Выполнялось математическое моделирование пространственного поля в переход-



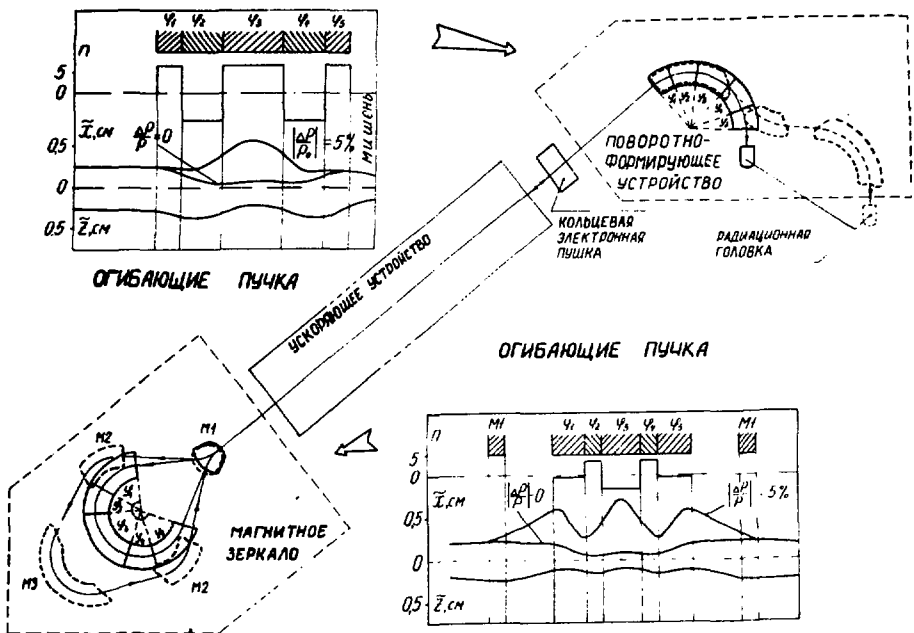


Рис. 1. Схема линейного ускорителя электронов и огибающие пучка в магнитооптических устройствах.

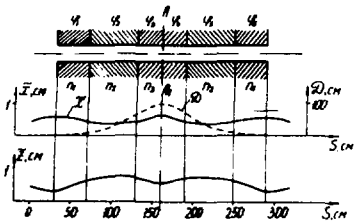


Рис. 2. Трассовка пучка через ахроматичный 180-градусный магнит.



Рис. 3. Полюсные наконечники ахроматичного магнита для линейного ускорителя "Электроника У-С03".

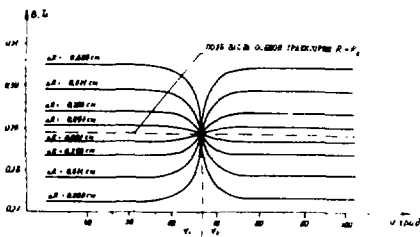


Рис. 4. Результаты численного моделирования магнитного поля для различных значений радиусов вблизи медянной плоскости. Величина  $\Delta R$  соответствует отклонению от равновесной орбиты.

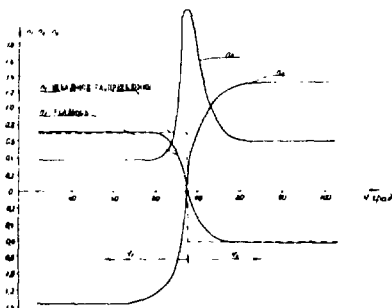


Рис.5. Поведение  $n_1 = -\frac{R_0}{B} \frac{\partial B_z}{\partial x}$ ;  
 $n_2 = \frac{1}{2} \frac{R_0^2}{B} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2}$ ;  $n_3 = \frac{1}{6} \frac{R_0^3}{B} \frac{\partial^3 B_z}{\partial x^3}$   
 в переходной области.

ной области  $\Delta n$ . Благодаря симметрии конструкции относительно медианной плоскости ( $Z = 0$ ) расчетная область была задана при  $Z > 0$ . Дискретизация слабой формы дифференциального уравнения относительно модифицированного скалярного потенциала проводилась с использованием изопараметрических конечных элементов в виде гексаэдров. Пространственная сетка имела глобальную регулярную структуру и содержала  $\approx 14000$  узлов. На ограничивающих эту область по азимутальному углу плоскостях  $\varphi = \varphi_1, \varphi_2$  принималось условие отсутствия нормальных к ним компоненты поля. На остальной части граничной поверхности задавалось условие I рода.

Результаты численного моделирования магнитного поля для различных значений радиусов вблизи медианной плоскости ( $Z = 0,0625$  см) приведены на рис.4. Величина  $\Delta R$  соответствует отклонению от равновесной орбиты.

На рис.5 показано изменение в зависимости от азимутального угла поворота первой, второй и третьей производных магнитного поля. Требуемое значение  $n_1$  и  $n_2$  было получено за счет коррекции угла наклона полюсных наконечников и титмирования полюсов.

Результаты магнитных измерений полностью совпали с расчетными значениями (в пределах точности измерения поля  $\approx 10^{-3}$ ). Экспериментальные исследования с пучком подтвердили оптические характеристики магнита. Ахроматичные свойства магнита изучались на основе изменения тока питания магнита, что эквивалентно изменению средней энергии электронов. При отклонении тока от расчетного в пределах  $\pm 1,5\%$  изменение поперечных размеров пучка не наблюдалось. При отклонении  $\Delta I > 1,5\%$  поперечный размер пучка увеличивается. Это объясняется тем, что пучок смещается в медианной плоскости и попадает в нерабочую область, имеющую сильные нелинейные поля.

Применение магнитов с азимутальной вариацией поля в оптике заряженных частиц только начинается. Можно указать довольно широкие круг задач (светосильные анализирующие системы и спектрометры, головные объективы качалов вторичных частиц и т.д.), где их использование либо экономически выгодно, либо дает новое качество.

#### Л и т е р а т у р а

1. Нагаенко М.Г. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т.Л., с. III-III3.
2. Добников Н.И. и др. - М., 1986. - 13 с. (Препринт/ЦНИАтоминформ:Е-0741).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ПРОДОЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ПУЧКА В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ УСКОРЕНИЯ ЛУЭ "ФАКЕЛ"

В.В.Калашников, В.И.Моисеев, В.В.Петренко  
Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

Программа развития ЛУЭ "Факел"<sup>/1/</sup> наряду с усилением такого основного преимущества ускорителя, как высокий уровень выходной мощности, предполагает освоение новых режимов ускорения качественно улучшенных пучков. Реализация выбранной концепции многоцелевой установки позволит в перспективе обеспечить широкий круг физических исследований. В этой связи актуальной задачей является разработка новых, более подробных экспериментальных методов измерения параметров ускоренного пучка. Практически важная информация о самосогласованном режиме ускорения интенсивного пучка определяется проекцией выходного распределения частиц в фазовом пространстве на продольную плоскость энергия-фаза.

Идея эксперимента основана на использовании высокочастотного поля внешнего генератора в одной из ускоряющих секций для калиброванного диагностирующего возмущения движения частиц, регистрируемого затем магнитным спектрометром<sup>/2/</sup>. Нам была указана принципиально новая возможность исследовать не только одномерные распределения частиц по фазам, но и двумерные на продольной фазовой плоскости<sup>/3/</sup>. Отличительной особенностью настоящей серии экспериментов является временная развертка измерений вдоль импульсов тока ускоренного пучка, что позволило исследовать эволюцию двумерной функции распределения в переходном режиме при изменяющейся нагрузке током.

Независимо от экспериментального определения подлжит двумерное фазовое распределение частиц на выходе ускорителя при выключенном внешнем возбуждении диагностирующей секции. В качестве последней для упрощения обработки экспериментальных результатов удобно выбрать одну из оконечных секций ускорителя, где пучок сильнорелятивистский. На продольной фазовой плоскости  $E, \varphi$  может быть выделена узкая, в этом случае почти синусоидальная полоса, все частицы исследуемого распределения из которой при выключении диагностирующего поля известной амплитуды попадут на цилиндр Лардана магнитного спектрометра. Уравнение аппроксимирующей синусоиды

$$E = E_0 + \hat{E} \cos(\varphi + C) \quad (I)$$

содержит параметры:  $E_0$  - энергия, на которую настроен спектрометр;  $\hat{E}$  - максимальный набор энергии сильнорелятивистской частицей на длине секции, обусловленный диагностическим внешним полем;  $C$  - константа, зависящая от фазы диагностирующего поля. Таким образом, измерение сигнала на спектрометре при различных значениях фазы диагностирующего поля и фиксированных прочих параметрах представляет собой экспериментальное определение интегралов исследуемой функции распределения на продольной фазовой плоскости вдоль семейства стрекков синусоид, смещенных друг относительно друга параллельно оси фаз. В случае, например, когда  $\hat{E}$  существенно превышает разброс частиц пучка по энергиям и спектрометр настроен на энергию в пределах этого разброса, отрезки синусоид в пределах интегрирования мало отличаются от прямых и измеренная зависимость сводится к двум профилям распределения вдоль двух направлений на фазовой плоскости (одному направлению соответствует область фаз, где искомое распределение расположено на нарастающем склоне синусоиды (I), и другому направлению - на убывающем). Направления, вдоль которых измеряются профили распределения, зависят от амплитуды диагностирующего поля. Так, например, в предельном случае бесконечно большой амплитуды два измеренных профиля совпадают и представляют собой распределение частиц в пустяках по фазам, что было использовано в<sup>/1-3/</sup>.

Информативность методики, развитой нами [3], основана на том факте, что изменением амплитуды диагностирующего поля в широких пределах можно измерить профили искомого двумерного распределения частиц вдоль многих направлений на фазовой плоскости. Математическая постановка задачи при этом аналогична двумерной задаче томографии. Практически достоверную информацию о режиме ускорения интенсивного пучка оказывается возможным получить в результате измерений всего лишь при нескольких значениях амплитуды диагностирующего поля.

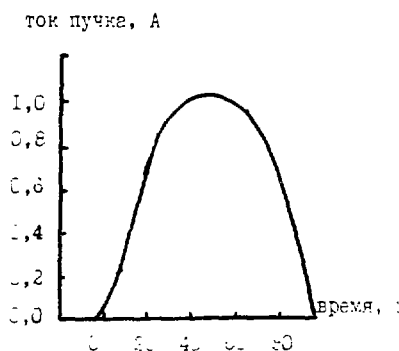


Рис. 1. Импульс тока ускоренного пучка.

Экспериментально измеренные профили и определяемые ими конфигурации распределений частиц на продольной фазовой плоскости в сгустках, ускоренных в различные моменты импульса тока (рис. 1) с амплитудой 1,1 А, приведены на рис. 2. Амплитуда диагностирующего внешнего поля соответствовала по величине максимальному наряду энергии  $\bar{E} = 18$  МэВ. При такой амплитуде внешнего поля в диагностирующей секции ускоритель был предварительно настроен на максимальную энергию максимума интенсивности нерелятивистского спектра.

Отмеченное при этом оптимальное положение фазовращателя диагностирующей секции принимается в последующем за начало отсчета фазы, что позволяет проанализировать суть фазирования секции в режиме короткого импульса при настройке на максимальную энергию. На рис. 2 вдоль оси абсцисс отложены фазы частиц относительно внешнего поля в диагностирующей секции при настроенном ускорителе. В течение импульса тока средние энергии сгустков уменьшаются и сгустки последовательно отстают друг от друга по фазе. Как это легко видеть из сопоставления рис. 1 с рис. 2, в результате настройки по усредненному за импульс спектру в максимум будущей волны внешнего поля диагностирующей секции были выставлены наиболее интенсивные сгустки в середине импульса тока.

Другим экспериментальным результатом является наличие в сгустках спутников основного распределения, содержащих  $6-10^7$  частиц. Численное моделирование динамики интенсивного пучка в отдельных случаях выявляет возможность таких образований в фазовом пространстве: перезахват частиц на участках нелинейнодинамических структур с резкими неоднородностями или разрыв распределений на продольной фазовой плоскости вследствие потерь, обусловленных потерчным движением частиц [4]. Однако ярко выраженных, систематических изменений параметров спутков относительно ядра сгустка в течение импульса тока, как это следует из эксперимента, расчетом идентифицировано не было, что составляет возможность предполагать причиной другие особенности конкретного режима ускорения, не учитанные численной моделью.

Представляется также интересным следующий экспериментальный факт. В процессе измерений профилей распределения вдоль направлений 1 и 2 (рис. 1) наблюдается потеря частиц в случаях, когда сгустки расположены в области положительных фаз диагностирующего поля (направление 2). Потери максимальны в начале импульса тока (25 нс) и монотонно уменьшаются до полного исчезновения в конце импульса (65 нс). Пучок в диагностирующей секции с фазовой скоростью волны поля, равной, как это предполагалось, скорости света, сильно релятивистский ( $\gamma \approx 10$ ), поэтому объяснение столь заметных экспериментально потерь дефокусирующим в по-

перечном направлении действием высокочастотного поля оказывается не очевидным.

В целом экспериментальные результаты хорошо согласуются с известными теоретическими представлениями о режимах ускорения интенсивного пучка. Сопоставление эксперимента с конкретным численным моделированием характеризует реальное состояние отдельных систем ускорителя и свидетельствует о достаточно высокой эффективности использованного метода.

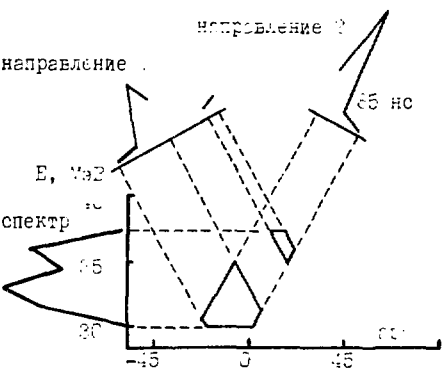
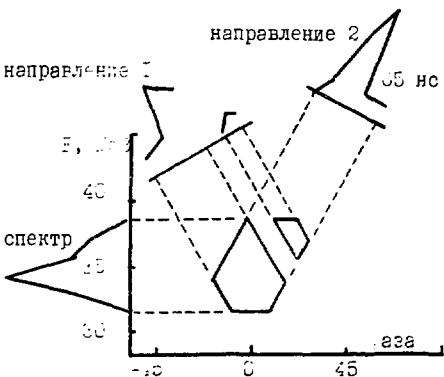
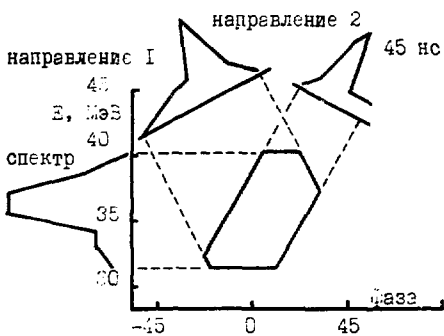
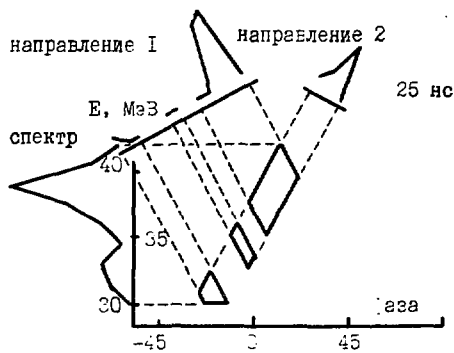


Рис. 2. Конфигурации распределений частиц сгустков, ускоренных в различные моменты импульса тока. Приведены по три определяющих профиля распределения (интенсивность частиц в относительных единицах, спектр нормализован).

#### Л и т е р а т у р а

1. Котурино В.В., Черноплехов М.А. Проект технического перевооружения линейного ускорителя "Ланел". - В кн.: Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, СЭЯИ, 1983, т.2.
2. Гринев В.А., Колосов В.И., Якимов И.В. и др. Измерение фазовой ширины сгустков электронов, ускоренных в линейном ускорителе. - ИТЭ, 1989, 8, с.80.
3. Калашников В.В., Моисеев В.И., Петренко В.В. Некоторые результаты экспериментальных исследований параметров пучка ИТЭ "Ланел". ВАНТ.Сер.: Общия и ядерная физика, 1988, вып.2(42), с.78.
4. Калашников В.В., Петренко В.В. О радиальной устойчивости пучка в волноводном группирователе линейного ускорителя электронов. - В кн.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - Дубна: СЭЯИ, Д9-87-105, 1987, т.1, с.426.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОДОЛЬНЫХ ВОЛН  
ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В КОЛЬЦЕВЫХ ПУЧКАХ

П.Ф.Белошицкий, Н.Ю.Казаринов, Э.А.Перельштейн

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В работе /1/ были найдены нелинейные стационарные азимутальные волны пространственного заряда в релятивистских кольцевых пучках заряженных частиц при отсутствии диссипации. Волны представляют собой последовательность сгустков, движущихся по орбите с угловой скоростью, равной средней частоте  $\omega_0$  обращения частиц. Самофокусировка сгустков происходит в условиях кулоновского взаимодействия частиц, эффективная "масса" которых отрицательна /2,3/. Такие сгустки могут быть использованы в атомной физике, для коллективных методов ускорения и генерации электромагнитных волн. В режиме сильной нелинейности, когда разброс в пучке по частотам обращения значительно меньше порогового для гармоник с номером  $n$  в линейной теории /4/:

$$\overline{\Delta\omega}_{\text{кор},n} = -\alpha \frac{1}{\gamma_0} \eta \omega_0^2 \frac{\overline{Z}_{n,\kappa\omega_0}}{n} \quad (1)$$

( $\alpha$  - коэффициент порядка единицы,  $\nu = N_c / (2\pi r_0 \cdot c) / mc^2$ ,  $N_c$  - число частиц в кольцевом пучке,  $r_0$  и  $\gamma_0$  - средний радиус обращения и релятивистский фактор,  $\eta = (E/\omega \cdot \partial\omega/\partial E)_{\omega=\omega_0} = 4\gamma_0^2 - 1/\gamma_0^2$ ,  $E = mc^2 \gamma_0$ ,  $\gamma_0$  - частота бетатронных колебаний,  $\overline{Z}_{n,\kappa\omega_0} = \frac{c}{4\pi} \overline{Z}_{n,\kappa\omega_0}$ ,  $\overline{Z}_{n,\kappa\omega_0}$  - импеданс пучка с камерой), распределение частиц в сгустке подчиняется закону

$$f(\varphi, \omega) \propto \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega^2}\right] \exp\left[-\frac{(\varphi - \varphi_0)^2}{\Delta\varphi^2}\right], \quad (2)$$

где  $f$  - функция распределения,  $\varphi$  и  $\omega$  - азимутальная координата и частота обращения частицы,  $\varphi_0 = \omega_0 t + \varphi(t=0)$  - азимут центра сгустка,  $t$  - время. Угловой разброс в пучке в том же предположении

$$\overline{\Delta\varphi^2} \approx \frac{\overline{\Delta\omega^2}}{2N_c^2 \sum_{n=n_{\min}}^{n_{\max}} \sum_{\kappa=n_{\min}}^{n_{\max}} \overline{\Delta\omega}_{\text{кор},n}^2 \cdot n^2}. \quad (3)$$

Здесь  $n_0$  - число сгустков на орбите,  $n_{\min}$  и  $n_{\max}$  определяют диапазон наиболее существенных (т.е. дающих наибольший вклад в действующую на частицы силу) гармоник собственных полей сгустков. Особенностью нелинейных волн является произвольно малое допустимое значение энергетического разброса в сгустках. Угловой размер сгустка, как это следует из (3), в этом случае также мал,  $(\overline{\Delta\varphi^2})^{1/2} \ll 1$ . Учет эффектов диссипации ( $\text{Re } \overline{Z}_{n,\kappa\omega_0} \neq 0$ ) и исследование устойчивости нелинейных стационарных волн (2) в работе /1/ не проводились и являются предметом настоящей работы.

Метод исследования устойчивости волн пространственного заряда основан на моделировании сгустков ансамблем  $N$  "крупных частиц", движение которых описывается системой уравнений /5/:

$$\frac{d\xi_k}{dt} = S_k, \quad \frac{dS_k}{dt} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \overline{Z}(S_k - S_m),$$

$$\xi = \varphi - \omega_0 t, \quad S = \frac{1}{\chi} \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}, \quad \tau = \chi \omega_0 t, \quad \chi = (-\frac{2\nu}{\gamma_0} \eta)^{1/2}, \quad \overline{Z}(\varphi) = \frac{c}{4\pi} \sum_{n,\kappa} \overline{Z}_{n,\kappa\omega_0} e^{in\varphi}, \quad (4)$$

где  $k$  - номер частицы. Уравнения (4) справедливы в нерезонансном случае,

когда импеданс  $Z_{n, R_n}$  не имеет особенностей вблизи  $R_n = n\omega_0$ . Пороговое условие (1) в переменных  $\xi, \zeta$  принимает вид

$$\bar{S}_{\text{пор}, n}^2 = \alpha \frac{|\bar{Z}_{n, n\omega_0}|}{n}, \quad (2a)$$

а условие применимости одномерной модели -  $(\Delta \bar{S}^2)^{1/2} \gg \chi (\Delta \bar{S}^2)^{1/2}$ .

Рассмотрим сначала устойчивость относительно длинноволновых возмущений одиночного сгустка, частицы которого в начальный момент времени расставлены в фазовой плоскости в соответствии с (2), (3). Система уравнений (4) решалась методом Рунге-Кутты для 1000+2000 частиц. Для расчетов использовался модельный импеданс вида

$$\begin{aligned} \bar{Z}_{n, n\omega_0} &= A + iBn, \quad (1 \leq n \leq n_{\text{max}}, \\ \bar{Z}_{n, n\omega_0} &= 0, \quad n > n_{\text{max}} \end{aligned} \quad (5)$$

с  $A = 0,01$ ,  $B = 0,1$  и  $n_{\text{max}} = 3 + 10$ . Как показали результаты численного моделирования, сгусток с начальными условиями (2), (3) оказывается устойчивым относительно малых возмущений. Малые возмущения возникают как при переходе от непрерывной функции распределения к "крупным" частицам, так и вследствие неточности соотношения (3), полученного в приближении  $\bar{S}_{\zeta=0}^2 \ll \bar{S}_{\text{пор}, n}^2$  и для  $\text{Re } \bar{Z}_{n, n\omega_0} = 0$ . Начальный угловой размер сгустка выбирался  $(\Delta \bar{S}^2)^{1/2} = (\Delta \bar{\varphi})^{1/2} \ll \Delta \tau$ , что соответствует наиболее интересному случаю  $\bar{S}_{\zeta=0}^2 < \bar{S}_{\text{пор}, n}^2 \approx 0,1$  согласно (2a) и (5). Под действием сил пространственного заряда сгусток вращается в фазовой плоскости и за несколько десятков оборотов малые (несколько процентов) колебания углового размера и среднеквадратичного разброса по частотам обращения затухают, так что  $\Delta \bar{S}_{\zeta \rightarrow \infty}^2 \approx \Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$  и  $\Delta \bar{S}_{\zeta \rightarrow \infty}^2 = \bar{S}_{\zeta=0}^2$ . Сгусток оказывается устойчивым во всей области начальных условий  $\bar{S}_{\zeta=0}^2 \leq \bar{S}_{\text{пор}, n}^2$ . При  $\bar{S}_{\zeta=0}^2 > \bar{S}_{\text{пор}, n}^2$  и соответствующем угловом размере сгусток постепенно расплывается и заполняет всю орбиту.

Численное значение импеданса (5) несущественно при определении области устойчивости сгустка  $\bar{S}_{\zeta=0}^2$ : при изменении величины  $Z_{n, n\omega_0}$  (например, уменьшении в 10 раз) соответственно меняется предельное значение начального разброса в сгустке, при котором он еще остается устойчивым. Этот вывод справедлив, естественно, если  $|Z_{n, n\omega_0}|/n \ll 1$ , т.е. угловой размер сгустка  $(\Delta \bar{S}^2)^{1/2} \ll \Delta \tau$ . Также не меняет выводов число существенных гармоник в поле  $n_{\text{max}}$ , оно лишь в соответствии с (3) изменяет согласованный с разбросом по частотам обращения угловой размер устойчивого сгустка.

Рассмотрим теперь более широкий, чем (2), (3), класс начальных условий в задаче об устойчивости одного сгустка. Пусть частицы в начальный момент распределены согласно (2), но соотношение (3) не выполняется. Тогда при фиксированном  $\bar{S}_{\zeta=0}^2 \ll \bar{S}_{\text{пор}, n}^2$  в широком диапазоне значений начального углового размера сгустка  $\Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2 \approx \Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$ ,  $\Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2 \ll \Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$ ,  $\Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2 \gg \Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$ , где  $\Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$  - согласованный угловой размер, он остается компактным образованием, разброс по частотам обращения и угловые размеры которого испытывают затухающие колебания около средних (асимптотических) значений (рис.1, б). Кривая б на рис.1 иллюстрирует расплывание сгустка при  $\bar{S}_{\zeta \rightarrow \infty}^2 > \bar{S}_{\text{пор}, n}^2$ . Соотношение между  $\Delta \bar{S}_{\zeta \rightarrow \infty}^2$  и  $\Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$  зависит от начальных условий и приблизительно совпадает с (3), т.е. сгусток приходит к согласованному состоянию.

При отказе от гауссова вида распределения частиц в фазовой плоскости и замене его другим (например, равномерным) выводы остаются прежними: сгусток устойчив относительно длинноволновых возмущений при  $\bar{S}_{\zeta=0}^2 \ll \bar{S}_{\text{пор}, n}^2$  в широком диапазоне его угловых размеров, а соотношение между  $\Delta \bar{S}_{\zeta \rightarrow \infty}^2$  и  $\Delta \bar{S}_{\zeta=0}^2$  по-прежнему примерно совпадает с вычисленным с помощью (3).

Рассмотрим теперь устойчивость сгустка в условиях сильной дисперсии.

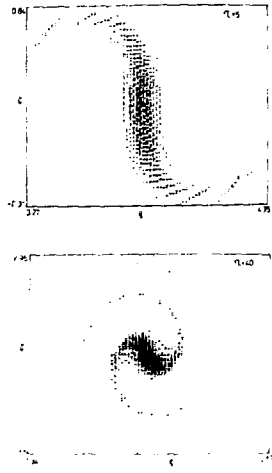
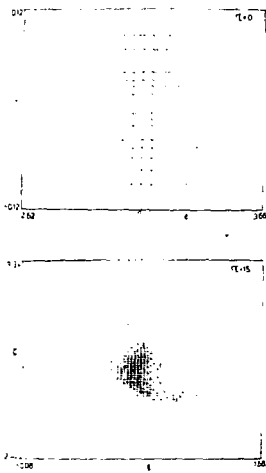


Рис.1. Фазовый портрет одиночного сгустка с  $\bar{\xi}_{\tau=0}^2 = \frac{1}{25} \bar{\xi}_{\text{пор},n}^2$ ,  $\Delta \bar{\xi}_{\tau=0}^2 = 35 \Delta \bar{\xi}_c^2$  ( $n_{\text{max}} = 3$ ).

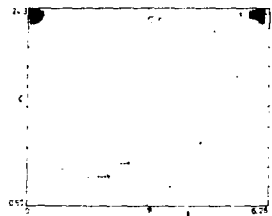
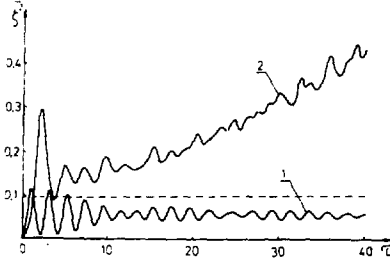


Рис.2. Зависимость безразмерного разброса в сгустке  $\bar{S}^2$  от переменной  $\tau$  ( $n_{\text{max}} = 3$ ,  $\bar{\xi}_{\tau=0}^2 = \frac{1}{25} \bar{\xi}_{\text{пор},n}^2$ ). 1 -  $\Delta \bar{\xi}_{\tau=0}^2 = 35 \Delta \bar{\xi}_c^2$ , 2 -  $\Delta \bar{\xi}_{\tau=0}^2 = 175 \Delta \bar{\xi}_c^2$ .

Рис.3. Фазовый портрет одиночного сгустка в случае сильной диссипации ( $n_{\text{max}} = 3$ ,  $\bar{\xi}_{\tau=0}^2 = 0,1 \bar{\xi}_{\text{пор},n}^2$ ,  $\Delta \bar{\xi}_{\tau=0}^2 = 3 \Delta \bar{\xi}_c^2$ ).

Штриховой линией показано пороговое значение разброса в линейной теории для импеданса вида (5).

Вместо (5) выберем импеданс в виде

$$\begin{aligned} \bar{Z}_{n,n\omega_0} &= \pi n [\bar{Y}_{2n}^2(2n) - i E_{2n}^2(2n)], \quad n \leq n_{\text{max}}, \\ \bar{Z}_{n,n\omega_0} &= 0, \quad n > n_{\text{max}} \end{aligned} \quad (6)$$

( $\bar{Y}_{2n}(x)$  и  $E_{2n}(x)$  - функции Бесселя и Вебера), соответствующем кольцевому пучку в свободном пространстве  $1/4$ . Пусть распределение частиц в сгустке в начальный момент времени выбрано в виде (2), (3) с  $\bar{\xi}_{\tau=0}^2 \ll \bar{\xi}_{\text{пор},n}^2$ . Результаты численного моделирования показывают, что в этом случае частицы теряют из сгустка. Потерянные частицы распределены приблизительно равномерно по азимуту с частотами обращения, меньшими, чем средняя для компактной части пучка. Размеры компактной части пучка меняются незначительно (рис.3).

Таким образом, сгусток оказывается устойчивым относительно длинноволновых возмущений в условиях слабой диссипации  $\text{Re } \bar{Z}_{n,n\omega_0} \approx \text{Im } \bar{Z}_{n,n\omega_0}$  и неустойчивым при наличии больших потерь  $\text{Re } \bar{Z}_{n,n\omega_0} > \text{Im } \bar{Z}_{n,n\omega_0}$ .

Когерентную устойчивость последовательности  $n_0 > 1$  сгустков можно обес-



печить с помощью внешней фокусирующей силы. Пусть, например, внешняя сила выбрана в виде бегущей волны  $\mathcal{E}(\xi = \varphi - \omega t) = -\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \xi} = \mathcal{E}_0 \sin M\xi$ . Тогда, располагая ступки в точках минимума функции  $\tilde{U}$ , можно подобрать такую амплитуду внешнего поля

$$\mathcal{E}_0 \sim \frac{eN_c}{\pi r_0^2} \frac{1}{N_c} \sum_k \tilde{Z}(\xi - \xi_k), \quad (7)$$

что ступки будут испытывать малые колебания около равновесных положений. При отсутствии потерь в системе ( $\text{Re } Z_{n, n_0} = 0$ ) частицы пучка в среднем не будут отбирать энергию у волны. Если же  $\text{Re } Z_{n, n_0} \neq 0$ , то вследствие автофазировки частицы будут выбирать такую фазу бегущей волны, чтобы компенсировать потери на излучение.

В наиболее интересном для приложений случае симметричной расстановки  $n_0 \gg 1$  ступков на орбите оценка (7) представляется сильно завышенной. В пределе  $n_0 \rightarrow \infty$  для пучка с нулевым разбросом по частотам обращения  $\mathcal{E}_0 \rightarrow 0$ .

Приведем два примера обеспечения когерентной устойчивости ступков внешним полем (в обоих случаях использовался импеданс в виде (5)). В задаче о продольном движении двух ступков с начальным угловым расстоянием между их центрами  $\varphi_{r,0} = \pi/2$  и  $n_{max} = 3$  при выборе внешнего поля в виде  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin M\xi$  с  $M = 14$  дипольная устойчивость ступков (т.е. неизменное положение их центров масс) достигалась при  $\mathcal{E}_0 \geq \frac{eN_c}{\pi r_0^2}$ . Асимптотические значения разброса в каждом из ступков в несколько раз превышали их начальные величины и при соответствующем их выборе оставались много меньшими порогового линейной теории.

При численном моделировании движения четырех почти симметрично расположенных на орбите ступков (координата центра ступка с номером  $j$  задавалась по закону  $\xi_j = \frac{\pi}{2}(j-1) + \delta_j$ ,  $\delta_j$  - случайная величина, лежащая в интервале  $(-5 \cdot 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3})$ ,  $n_{max} = 4$ ) устойчивость достигалась при  $\mathcal{E}_0 \geq 0,1 \frac{eN_c}{\pi r_0^2}$  для  $M = 16$ , а разброс по частотам обращения увеличился примерно вдвое.

Таким образом, результаты численного моделирования продольного движения волн пространственного заряда в кольцевых пучках показывают, что ступки с разбросом по частотам обращения, много меньшим порогового линейной теории, оказываются устойчивыми относительно длинноволновых возмущений, когда их угловой размер достаточно мал. Когерентную устойчивость последовательности симметрично расположенных на орбите ступков можно обеспечить бегущей электромагнитной волной умеренной амплитуды.

#### Л и т е р а т у р а

1. Казаринов Н.Ю., Перельштейн Э.А. - ЖТФ, 1980, т.50, с.768.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. - Атомная энергия, 1959, т.7, с.549.
3. Nielsen S.E., Sessler A.M., Symon K.R. In: Internat. Conf. on High Energy Accelerat. and Instrum. Geneva, 1959, p.239.
4. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
5. Белошлпций П.Ф., Перельштейн Э.А., Щинов Б.Г. ОИЯИ, 9-81-326, Дубна, 1981.

Е.В.Буляк

Харьковский физико-технический институт АН УССР

1. Целью данной работы является оценка области существования и предельной плотности ионного остова, удерживаемого пучком с конечной частотой следования сгустков. Будем исходить из модели ламинарного движения ионного остова [1]. Учитываем, что фазовый объем захваченных ионов обратно пропорционален степени компенсации заряда пучка (максимален в нескомпенсированном пучке и стремится к нулю при полной компенсации сил объемного заряда). Поэтому границе устойчивости соответствует остов с нулевым фазовым объемом (ламинарный).

2. Рассмотрим заданный пучок электронов, состоящий из последовательности цилиндрических идентичных сгустков однородной плотности. Удерживаемый таким пучком ионный остов достигает максимальной плотности, если составляющие его ионы движутся по непересекающимся периодическим орбитам, период которых равен периоду следования сгустков. Ионы, находящиеся в какой-то момент на границе пучка, будут находиться на этой границе и в дальнейшем.

Потенциал на границе однородно заряженного остова радиуса  $r$  равен

$$U(r) = -G\eta M c^2 (\alpha/\lambda_0)^2 \ln(r/r_a), \quad G \equiv 2\pi \bar{n}_b R_0 \lambda_0^2, \quad (1)$$

где  $r_a$  — начальный радиус остова;  $M$ ,  $r_0$  — масса и классический радиус иона соответственно;  $N_n$  — погонная плотность ионов в объеме пучка;  $\alpha$  — заданный радиус пучка;  $\lambda_0$  — пространственный период следования сгустков;  $\bar{n}_b$  — средняя по периоду следования сгустков плотность пучка. Здесь мы положили  $N_n = \eta N_0$ ,  $\eta$  — коэффициент компенсации среднего заряда пучка в сгустке.

Гамильтониан радиального движения граничных ионов в таком потенциале не зависит явно от времени и поэтому является интегралом движения:  $H = E_0 = \text{const}$ . Определяем минимальный размер ионного остова, исходя из того, что при  $r = r_{\min}$  радиальный импульс иона  $p$  обращается в нуль:

$$r_{\min} = r_a \exp(-E_0/\alpha); \quad E_0 = p^2(r_a)/2M; \quad \alpha \equiv G\eta M c^2 (\alpha/\lambda_0)^2. \quad (2)$$

Характерный интервал времени, через который остов достигнет минимального размера, равен

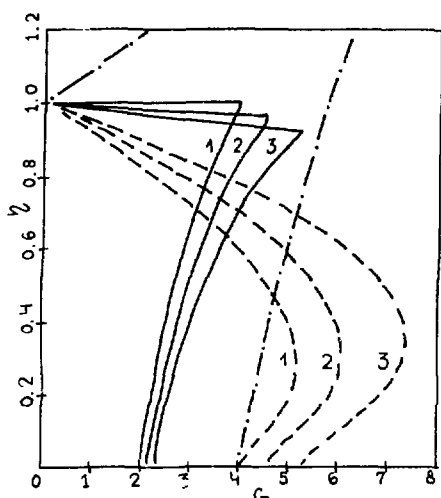
$$t_0 = \frac{r_a \lambda_0}{c \alpha} \left( \frac{2}{\eta G} \right)^{1/2} F[(E_0/\alpha)^{1/2}], \quad (3)$$

где  $F$  — интегральная функция Лоусона [1].

Границе устойчивости соответствует периодическая траектория граничных ионов — время достижения минимального размера  $t_0$  должно быть равно половине длительности промежутка между сгустками:  $2t_0 = (1-\theta)\lambda_0/c$ , где  $\theta$  — относительная длина сгустка. Подставляем в это условие (3) и полагаем, что начальную кинетическую энергию граничные ионы получили при пролете однородного цилиндрического сгустка длины  $\lambda_0\theta/2$ . В результате получаем уравнение границы области устойчивости ионного остова, которое содержит только параметры пучка и массу ионов:

$$1 = \frac{r_a}{a(1-\theta)} \left( \frac{g}{\eta G} \right)^{1/2} F \left[ \left( E_0 / \alpha \right)^{1/2} \right]. \quad (4)$$

Точки пересечения полученной



Штриховая линия - круглое сечение пучка. Сплошная линия - ленточный пучок. 1 -  $\theta = 0,001$ ; 2 -  $\theta = 0,1$ ; 3 -  $\theta = 0,2$ . Штрихпунктирная линия - модель неподвижного остова,  $\theta = 0,001$ .

границы с координатными осями

$$1 = 2 \left( \frac{\theta}{G} \right)^{1/2} \frac{\text{ctg}(\theta G/4)}{(1-\theta)}; \quad \eta = 0, \quad (5)$$

$$1 = \eta; \quad G = 0$$

при  $\theta \rightarrow 0$  совпадают с точками пересечения границы устойчивости с осями в модели неподвижного остова [2]. Полученное аналогичным способом уравнение границы для плоского пучка сечением  $2a \cdot 2b$  ( $b \gg a$ ) имеет вид

$$1 = \frac{2}{1-\theta} \left( \frac{\varphi a}{\eta G} \right)^{1/2} (1-\xi);$$

$$\varphi \equiv \eta \theta + (1-\eta \theta) \cos(\theta G/2)^{1/2};$$

$$\alpha \equiv [1 - \varphi^2 + 2\eta \theta (\varphi - 1)] / 2\eta \theta \varphi; \quad (6)$$

$$\xi \equiv \begin{cases} (1 - 1/\alpha)^{1/2}, & \alpha > 1, \\ 0, & \alpha \leq 1. \end{cases}$$

Рассчитанные по (4) и (6) границы области устойчивости для нескольких относительных длин сгустков приведены на рисунке.

3. Из проведенных расчетов можно сделать следующие выводы относительно влияния пульсации плотности пучка на предельные параметры удерживаемого им ионного остова:

- максимальная плотность ионного остова не превышает средней по периоду следования сгустков плотности пучка и уменьшается с ростом плотности пучка;

- существует зависящее от относительной длины сгустков значение приведенной плотности пучка  $G$ , выше которой ионный остов не удерживается ( $\eta = 0$ );

- минимальная плотность остова при равной плотности пучка достигается для пучков круглого сечения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1960.
2. Буляк Е.В. ЖТФ, 1966, т. 66, в. 1, сс. 72-76.
3. Буляк Е.В., Курилко В.И. Кинетика формирования ионного остова в накопителях электронов. М.: ЦНИИАтоминформ, 1967.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫХ РЕЖИМОВ УСКОРЕНИЯ  
В РЕЗОНАНСНЫХ ЛУЭ С ОБРАТНЫМ СВЯЗЕМ

И.И. Айзацкий, В.В. Волобуев, Г.М. Иванов, А.Н. Сманасенко

Харьковский физико-технический институт АН УССР

В работе представлены результаты экспериментальных исследований частотационного ускорения электронных пучков на универсальном инжекционном комплексе (УИК) ускорителя ЛУЭ-300 ХФТИ АН УССР [1-4]. Режимы ускорения будем описывать с помощью стационарных передаточных характеристик:

$$A_{вх} = F(A_{вх}, \Phi_{вх}) \quad (1), \quad \Phi_{вх} = G(A_{вх}, \Phi_{вх}) \quad (2),$$

где  $A_{вх}$ ,  $\Phi_{вх}$ ,  $A_{вых}$ ,  $\Phi_{вых}$  - амплитуда и фаза поля на входе и выходе связи соответственно.

Характеристики (1,2) инжектора экспериментально измерены при оптимальной настройке кольца обратной связи [5]. При инжекции несинхронизированного пучка  $A_{вх}$  не зависит от  $\Phi_{вх}$  (1), а  $\Phi_{вх}$  линейно - от  $\Phi_{вх}$  (2).

На рис. 1 представлены результаты измерений в относительных единицах:  $A_{вх}$  - создаваемая первым клистроном (корень квадратный из мощности, поступающей в кольцо);  $A_{вых}$  - в установившемся режиме. При срабатывании пучка зависимость (1) близка к линейной (кривая 1), при инжекции пучка вблизи области захвата появляется участок отрицательной крутизны с последующим ростом (кривые 2, 3). Для начальных параметров пучка ( $I = 4$  А, энергии  $W = 80$  кэВ) (кривая 2) все режимы ускорения устойчивы, время переходного процесса ускорения интенсивных пучков меньше, чем при накоплении поля без тока, см. рис. 2 (а, б - огибающая сигнала с выхода лампы без тока и с током соответственно, а', б' - с нагрузки,  $P = 25$ ,  $I = 4$  А).

При увеличении тока и энергии инжекции ( $I = 4,25$  А,  $W = 90$  кэВ) захват начинается при меньших  $A_{вх}$  и зависимость (1) опускается ниже. При этом, начиная с порогового значения мощности ВЧ-источника, режимы ускорения (на рис. 1 они отмечены по среднему уровню модуляции переперекрытыми квадратами) становятся неустойчивыми (см. рис. 2, в, г - огибающая сигнала с выхода лампы, в', г' - с нагрузки,  $P = 25$ ). Уменьшение связи  $M$  направлено соответственно вначале приводит к увеличению амплитуды автомодуляции (см. рис. 2, г, г'), а затем режим становится устойчивым, поскольку при уменьшении  $M$  падает ВЧ-мощность, поступающая в кольцо, уменьшается коэффициент захвата и пучок не ускоряется. Экспериментально обнаружено, что наложение модуляции на инжектируемый пучок расширяет область устойчивых режимов ускорения. Для токов инжекции  $I_A < I < I_{\Delta\Phi}$  А неустойчивость развивается при  $\Delta\Phi = \Phi_{вх} - \Phi_{вых} > 0$  и определенном соотношении между фазами в резонансе пучка и  $\Phi_{вх}$ . Это изображено  $A_{вх}(\Phi)$  инжекционной лампы для различных  $\Delta\Phi$  (1) в зависимости  $I = 1,25$  А,  $M = 0,3$ , оптимальный режим - кривая 1, кривые 2 и 3 соответствуют двум резонансам при условии максимума  $M$  амплитуды автомодуляции. На рис. 4 изображены  $A_{вх}(t)$  для различных фаз влета пучка (лучи к предварительно модулировался одним резонатором,  $\Delta\Phi > 0$ ). При оптимальных параметрах периодический переход пучка из режима ускорения в прелетание при изменении тока или энергии инжекции пучка неустойчивость сменяется. На рис. 5 представлены энергетические спектры автомодулированного пучка на выходе ускорителя: а) усредненный по импульсу (в 1,3 - 1,5 раза шире стабилитрона); б) мгновенные с интервалом  $\Delta t = 20$  нс (период колебания  $T_M = 100$  нс).

Частота модуляции  $f \sim 10$  МГц, что совпадает с временем пробега энергии по ускоряющей ячейке или разностью двух собственных частот системы.

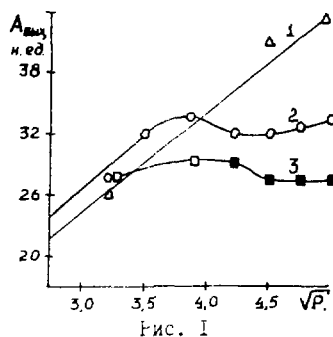


Рис. 1

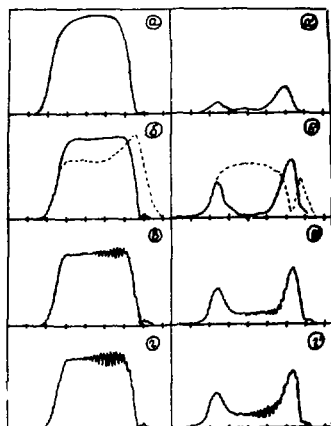


Рис. 2

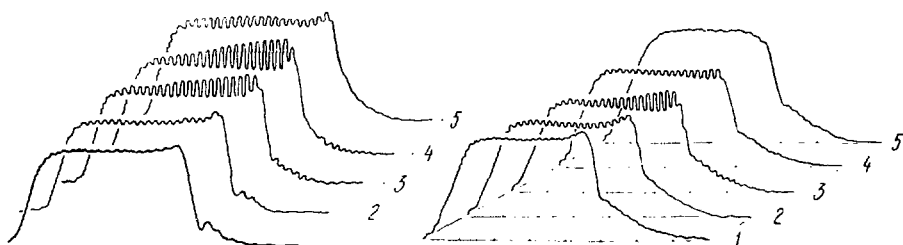


Рис. 3

Рис. 4

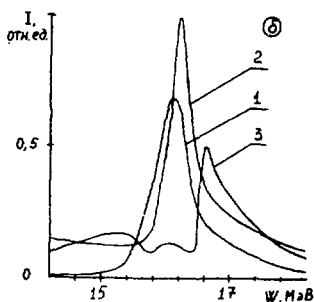
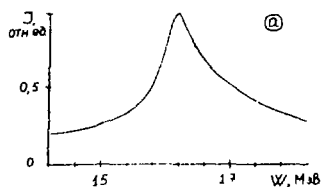


Рис. 5

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ажиппо В.А., Айзацкий И.И. ЖТФ, 1987, т. 57, № 4, с.796-800.
2. Ажиппо В.А., Айзацкий И.И. и др. ЖТФ, 1988, т.58, вып.5, с.885.
3. Крамской Г.Д., Махненко Л.А. ЖТФ, 1966, т.52, № 6, с.1117-1120.

МЕТОД И ПРОГРАММА РАСЧЕТОВ СПИНОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА  
ПО ЛИНИИ ТРАНСПОРТИРОВКИ

Н.И.Заика, М.И.Магаль

Институт ядерных исследований АН УССР, Кзев

Электромагнитные элементы, применяемые при получении, инжекции, ускорении, транспортировке, а иногда и спектрометрии поляризованных частиц, разнообразно влияют как на направление их движения, так и на ориентацию спиновых осей, что приводит в общем случае к изменению поляризационных компонент пучка и их разбросу, связанному с различием траекторий (см., например, /1/).

Развит общий матричный подход для описания компонент поляризации пучка ионов по пути их движения через различные электромагнитные системы: дипольные магниты, квадрупольные магнитные линзы, электростатические зеркала, соленоиды, фильтры Вина. Рассмотрение проведено в системе координат с осью  $Z$ , совпадающей с центральной траекторией частиц, осью  $y$ , параллельной магнитному полю дипольных магнитов (вертикальной для магнитов с горизонтальными полосомами), и осью  $X$ , выбранной так, чтобы получалась правая система координат. Вектор  $\vec{S}(S_x, S_y, S_z)$  в системе координат  $xyz$  после электромагнитного элемента получается из начального вектора  $S_0(S_{x0}, S_{y0}, S_{z0})$  в системе  $X_0Y_0Z_0$  путем преобразования его с помощью матрицы вращения, реализующей повороты на углы Эйлера  $\alpha, \beta, \gamma$ :

$$\begin{pmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{x0} \\ S_{y0} \\ S_{z0} \end{pmatrix} .$$

Значения матричных элементов  $a_{ij}$  для различных электромагнитных устройств в случае тракта поляризованного пучка нерелятивистских ионов, распространяющихся в горизонтальной плоскости, приведены в таблице.

При релятивистских скоростях поляризованных ионов можно использовать матричные элементы таблицы с коррекцией углов, входящих в качестве параметров тригонометрических функций. Для этого в выражения углов, определяемых через угол отклонения заряженной частицы в магнитном поле, необходимо добавить множитель  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ , а скорость  $v$  заменить выражением  $\beta c$ .

На основе матриц преобразования таблицы разработана программа расчетов вектора  $\vec{S}$  для частиц, движущихся по любой траектории в системе, состоящей из произвольного числа расположенных в любой последовательности электромагнитных устройств. Расчету спиновых характеристик предшествует определение угловых ( $X', Y'$ ) и координатных ( $X, Y$ ) параметров траекторий заряженных частиц исследуемого тракта транспортировки по программе TRANSPORT /2/. Для любой траектории можно рассчитать вектор поляризации  $\vec{P}$  (аналогично  $\vec{S}$ ) для частиц со спином  $1/2$  в выбранных точках тракта транспортировки. В случае частиц со спином  $1$  производится расчет вектора  $\vec{S}$ , который характеризует положение спиновых осей, и определяется его ориентация в желаемой точке как в прямоугольной, так и в сферической системах координат. Знание углов ориентации спиновых осей позволяет определять значения компонент поляризации пучка  $tkq$  ( $K=0, 1, 2$ ;  $q=0, \pm 1, \pm 2$ ) для частиц, движущихся по определенной траектории (см. гл. I в /3/).

Значения матричных элементов Таблица

№ п/п	матрич. элем. Устр-во	$a_{11}$	$a_{22}$	$a_{33}$	$a_{12}$	$a_{13}$	$a_{23}$	Выражения для углов
I.	Вход магн.	$\cos \alpha_{H1}$	$\cos \alpha_{H1}$ $\cos \beta_{H1}$	$\cos \beta_{H1}$	$-\sin \alpha_{H1}$ $\cos \beta_{H1}$	0	$\cos \alpha_{H1}$ $\sin \beta_{H1}$	$\alpha_{H1} = (\gamma/\beta)(\beta_y/\beta_x) \cdot (gA/2g)$ $\cos \varepsilon_1 = F \cos \varepsilon_1$ ; $\beta_{H1} = F \sin \varepsilon_1$
2.	Дип. магнит	$\cos \beta_H$	1	$\cos \beta_H$	0	$\sin \beta_H$	0	$\beta_H = \beta_y \left( \frac{gA}{2g} - 1 \right) + (\theta - \theta_0) \frac{gA}{2g}$
3.	Вых. магнита	$\cos \alpha_{H2}$	$\cos \alpha_{H2}$ $\cos \beta_{H2}$	$\cos \beta_{H2}$	$-\sin \alpha_{H2}$ $\cos \beta_{H2}$	0	$\cos \alpha_{H2}$ $\sin \beta_{H2}$	$\alpha_{H2} = F \cos \varepsilon_2$ ; $\beta_{H2} = F \sin \varepsilon_2$
4.	Квадр. линза ф. в пл. xOz	$\cos \beta_c$	$\cos \beta_d$	$\cos \beta_c$ $\cos \beta_d$	0	$\sin \beta_c$ $\cos \beta_d$	$\sin \beta_d$	$\beta_c = (\theta - \theta_0)_c \cdot (gA/2g)$
5.	Квадр. линза ф. в пл. yOz	$\cos \beta_d$	$\cos \beta_c$	$\cos \beta_d$ $\cos \beta_c$	0	$\sin \beta_d$ $\cos \beta_c$	$\sin \beta_c$	$\beta_d = (\theta - \theta_0)_d \cdot (gA/2g)$
6.	Солен. дл. l	$\cos \alpha_s$	$\cos \alpha_s$	1	$-\sin \alpha_s$	0	0	$\alpha_s = (g\mu_0/\hbar v) H l$
7.	Вход солен. (пл. xOz)	1	$\cos \beta_{sx1}$	$\cos \beta_{sx1}$	0	0	$\sin \beta_{sx1}$	$\beta_{sx1} = \frac{xH}{2} \cdot \frac{g\mu_0}{\hbar v}$
8.	Вых. солен. (пл. xOz)	1	$\cos \beta_{sx2}$	$\cos \beta_{sx2}$	0	0	$\sin \beta_{sx2}$	$\beta_{sx2} = -\beta_{sx1}$
9.	Фильтр Вина (длина L)	$\cos \beta_F$	1	$\cos \beta_F$	0	$\sin \beta_F$	0	$\beta_F = (g\mu_0/\hbar v) B l + (\theta - \theta_0) \cdot (gA/2g)$
10.	Вход ф. Вина	$\cos \alpha_{F1}$	$\cos \alpha_{F1}$	1	$-\sin \alpha_{F1}$	0	0	$\alpha_{F1} = \gamma B (g\mu_0/\hbar v)$
11.	Вых. ф. Вина	$\cos \alpha_{F2}$	$\cos \alpha_{F2}$	1	$-\sin \alpha_{F2}$	0	0	$\alpha_{F2} = -\alpha_{F1}$
12.	Электрост. зерк. (откл. в пл. xOz)	$\cos \beta_g$	1	$\cos \beta_g$	0	$\sin \beta_g$	0	$\beta_g$ - угол поворота Z вокруг y
13.	Измен. плоск. транспорт	$\cos \alpha_n$	$\cos \alpha_n$	1	$-\sin \alpha_n$	0	0	$\alpha_n$ - угол поворота y вокруг z

Примечания:  $\beta_g$  - угол отклонения частиц в магните,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  - угол между нормалью к границе полюса и центральной траекторией соответственно на входе и выходе магнита,  $\rho$  - радиус кривизны центральной траектории,  $\theta, \theta_0$  - угол между рассматриваемой и центральной траекторией на выходе и входе устройства соответственно,  $g$  - фактор ядра,  $q$  - заряд иона,  $A$  - его атомный вес,  $\mu_0$  - ядерный магнетон,  $x, y$  - координаты траектории на входе или выходе устройства. Выражения для углов в таблице приведены для  $q > 0, g > 0$ ,  $H$  антипараллельно  $\vec{v}$  частиц в соленоиде и  $B$  в магнитах, приводящих к движению ионов против часовой стрелки (отклонение Z в сторону X).

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.И.Зайка. Изменение направления спинов и деполяризация частиц в электромагнитных полях. Препринт КИЯИ-86-31, Киев, 1986.
2. K.L.Brown, D.C.Sarey, Ch.Iselin et al. TRANSPORT - a computer program for design and en particle beam transport systems. Preprint CERN 86-10, 1986.
3. Н.И.Зайка, А.В.Мохнач, П.Л.Шмарин. Физика и техника поляризованных пучков ионов. Киев, Наукова думка, 1987.

## КРАЕВАЯ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩАЯ ФОКУСИРОВКА

Е.М. Мороз, К.Н. Шорин, М.Н. Якименко

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва

Идея далекодействующей фокусировки /1/ рассматривалась на примерах чередования градиентов магнитного поля. В настоящей работе показано, что далекодействующее фокусирование может быть достигнуто при чередовании краевых эффектов на границах магнитных секторов и прямолинейных промежутков рейстрейка.

Первоначальная концепция компактного синхротрона - источника синхротронного излучения (СИ) для промышленных и исследовательских применений /2/, имеющего сверхпроводящий слабофокусирующий кольцевой магнит без прямолинейных промежутков, встречает серьезные трудности, связанные с размещением и отводом тепла от инжекционных и ускоряющих радиочастотных устройств в высоковакуумной камере ускорителя электронов. Поэтому наличие достаточно длинных прямолинейных промежутков между сверхпроводящими слабофокусирующими секторными магнитами для размещения инжекционных, ускоряющих, управляющих и корректирующих устройств в кольцевом ускорителе-накопителе - источнике СИ является крайне желательным. При этом очевидно и то, что компактность кольцевого источника СИ ухудшается при увеличении длины  $l$  количества  $N_n$  прямолинейных промежутков.

Ориентируясь на энергию ускоренных электронов  $\sim 0,7$  ГэВ, магнитное поле в секторах  $\sim 4,5 - 5$  Т и длину свободного прямолинейного промежутка, определяемую из конструктивных соображений  $l \sim 1,5$  м, получаем оценку отношения длины  $l$  к радиусу  $r$  кривизны орбиты в магнитном секторе:

$$l / r \approx 3. \quad (I)$$

При таком значении  $l / r$  не удовлетворяются условия устойчивости бетатронных колебаний в рейстрейке с постоянной градиентной фокусировкой для  $N_n = 2$  и  $N_n = 3$ . Для обеспечения устойчивости бетатронных колебаний применяются мощные квадрупольные линзы в прямолинейных промежутках.

Условие (I) не противоречит требованиям устойчивости бетатронных колебаний в рейстрейке с постоянной градиентной фокусировкой при количестве магнитных секторов  $N_n \geq 4$  и значении показателя радиального спада магнитного поля в секторах  $n \sim 0,5$ . Однако периметр кольца и занимаемая им площадь приближаются тогда к аналогичным параметрам обычных синхротронов с несверхпроводящими магнитами. Тем не менее имеется значительный интерес к развитию разнообразных кольцевых источников СИ, происходящий из потребности в них для промышленной рентгенолитографии и научных исследований /3-6/.

В целях упрощения конфигурации магнитного поля используется разделение функций /7/: секторные дипольные магниты с нулевым градиентом ( $n = 0$ ) служат для поворота орбиты, а функция фокусировки частиц возложена на мощные магнитные линзы, для размещения которых длину прямолинейных промежутков приходится увеличивать в  $\sim 1,5$  раза, что ухудшает компактность ускорительно-накопительного кольца - источника СИ.

Дальнодействующая фокусировка, обеспечивающая устойчивость бетатронных колебаний частиц при наличии длинных прямолинейных промежутков, призвана лик-



видировать необходимость в мощных магнитных линиях. В промежутках останутся только небольшие корректирующие линии, что должно привести к улучшению компактности кольцевых источников СИ.

Дальнодействующая фокусировка возникает при чередовании слабо фокусирующих воздействий на замкнутой орбите. Рассмотренные в /1/ примеры ограничивались чередованием значений  $n$ , вследствие чего при  $N_n \geq 4$  допускались очень большие значения  $1/\tau$ , пока еще не являющиеся необходимыми для практических применений, а при  $N_n = 2$  увеличение допустимых значений  $1/\tau$  оказалось недостаточным для удовлетворения условия (I).

Теоретические исследования явления дальнодействующей фокусировки, проведенные с учетом влияния краевой фокусировки, показали, что краевая фокусировка может не только усилить дальнодействие фокусировки, возникающее при чередовании  $n$  в секторах, но и самостоятельно обеспечивает условие существования этого явления. Иначе говоря, дальнодействующая фокусировка может существовать благодаря чередованию величин краевой фокусировки при постоянном значении  $n$  в секторах, в частности и при  $n = 0$ .

Для оценки устойчивости бетатронных колебаний вычислялись значения величин  $\cos \mu_x$  для радиальных и  $\cos \mu_z$  для вертикальных колебаний, связанные с соответствующими частотами  $\omega_x$  и  $\omega_z$  колебаний известными соотношениями:

$$\nu_x = \omega_x / \omega_0 = N \mu_x / 2\pi, \quad \nu_z = \omega_z / \omega_0 = N \mu_z / 2\pi, \quad (2)$$

где  $\omega_0$  - частота обращения частицы,  $N$  - количество периодов магнитной структуры на замкнутой орбите.

Введем безразмерные параметры  $\tilde{\tau}_A$  и  $\tilde{\tau}_B$ , характеризующие значения углов  $\alpha_A$  и  $\alpha_B$  между прямолинейными участками траектории и нормальными к границам магнитных секторов:

$$\tilde{\tau}_A = \alpha_A N_n / \pi, \quad \tilde{\tau}_B = \alpha_B N_n / \pi. \quad (3)$$

При этом величины  $\tilde{\tau}_{A1}$  на входе траектории в нечетный магнитный сектор и  $\tilde{\tau}_{B1}$  на выходе из него и соответствующие величины  $\tilde{\tau}_{A2}$  на входе в четный сектор и  $\tilde{\tau}_{B2}$  на выходе из него удовлетворяют соотношениям

$$\tilde{\tau}_{A1} = \tilde{\tau}_A, \quad \tilde{\tau}_{B1} = -\tilde{\tau}_B, \quad \tilde{\tau}_{A2} = -\tilde{\tau}_B, \quad \tilde{\tau}_{B2} = -\tilde{\tau}_A, \quad (4)$$

обеспечивающими необходимое для дальнодействия краевой фокусировки чередование фокусирующих воздействий.

На рис. 1 представлены линии равного уровня для величин  $\cos \mu_z$  (сплошные) и  $\cos \mu_x$  (штриховые) в случае  $N_n = 2$ ,  $N = 1$ ,  $n = 0$ ,  $1/\tau = 3$ . По осям абсцисс и ординат отложены соответственно параметры  $\tilde{\tau}_A$  и  $\tilde{\tau}_B$ . Показана основная область параметров, в которой одновременно выполняются необходимые условия устойчивости аксиальных и радиальных бетатронных колебаний:

$$-1 < \cos \mu_z < 1, \quad -1 < \cos \mu_x < 1. \quad (5)$$

На рис. 2 представлены линии равного уровня для величин  $\nu_x$  (сплошные) и  $\nu_y$  (штриховые) в случае  $N_{II} = 2$ ,  $N = I$ , вычисленные при дополнительном условии  $\tilde{\nu} = 0, I$ , где

$$\tilde{\nu}_A = \tilde{\nu}_B = \tilde{\nu}. \quad (6)$$

По оси абсцисс отложены значения  $n$ , по оси ординат  $-1/\tau$ . Показана расположенная в окрестности  $n = 0$  область параметров, в которой одновременно выполняются оба условия (5).

Существуют и другие области устойчивости бетатронных колебаний, имеющие практическое значение.

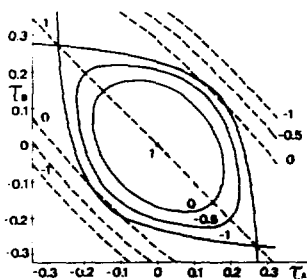


Рис. 1

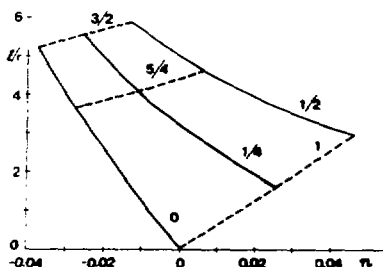


Рис. 2

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е.М.Мороз, К.Н.Шорин. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, октябрь 1986 г. Т.1, с. 459, ОИЯИ, Дубна, 1987; КСФ, № 9, с.14, 1986; КСФ, № 10, с.39, 1986; КСФ, № 8, с.31, 1987.
2. U. Trics et al. Nucl. Instr. & Meth., 200, p. 470, 1982.
3. A. van Steenberg and W. Grobman. SPIE, 448, p.72, 1983.
4. Proc. Workshop on Compact Storage Ring Technology, Brookhaven Lab., March 1986, BNL 52005.
5. Proc. Second Workshop on Synchrotron Radiation Sources for X-ray Lithography, Brookhaven Lab., August 1986, BNL 38789.
6. R. P. Walker et al. Proc. IEEE 1987 Particle Accelerator Conf., March 1987, Washington.
7. Н.А.Мезенцев и др. Международная конференция по использованию синхротронного излучения СИ-88. 1988, Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР.

МЕТОД УСРЕДНЕНИЯ АБЕРРАЦИОННЫХ РАЗЛОЖЕНИЙ В РАСЧЕТАХ  
ДИНАМИКИ ПУЧКОВ В КОЛЬЦЕВЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ

М.Г. Нагаенко

Научно-исследовательский институт алектрофизической аппаратуры  
им. Д.В. Ефремова, Ленинград

Цель данной работы состоит в теоретическом обосновании метода усреднения абберационных разложений для исследования динамики пучков заряженных частиц в кольцевых магнитных системах ускорителей и накопителей /1-3/.

Положение частицы в 6-мерном фазовом пространстве будем задавать вектором  $\vec{X}(s) = (x_1, \dots, x_6)^T = (x, \mu_x, z, \mu_z, \sigma, \delta)^T$ . Здесь  $s$  - длина дуги осевой орбиты;  $x, z$  и  $\sigma$  - радиальное, вертикальное и продольное смещение рассматриваемой частицы от равновесной;  $\mu_x, \mu_z$  и  $\delta$  - соответствующие канонически-сопряженные импульсы. Метод абберационных разложений основан на представлении преобразованных элементом периодичности структуры фазовых координат частицы в виде ряда по степеням начальных условий:

$$x_i(t) = \sum_{q=1}^{\infty} \sum_{k_1, \dots, k_q}^{k_1 + \dots + k_q = q} (x_i | x_1^{k_1} \dots x_6^{k_q} ) x_{10}^{k_1} \dots x_{60}^{k_q} \quad (1)$$

Представляя фазовые координаты ( $i = 1, \dots, 4$ ) в форме Флоке, начальные условия можно выразить через значения инвариантов Куранта-Снайдера бетатронных колебаний  $\epsilon_{x,z}$  и начальные фазы  $\varphi_{x,z}$ . Из общих законов динамики следует /4/, что в стационарном случае функция распределения частиц в фазовом пространстве не зависит от  $\varphi_x$  и  $\varphi_z$ . Это дает возможность усреднением (1) по начальным условиям найти характеристики нелинейных бетатронных колебаний: набеги фаз на периоде структуры  $\mu_{x,z}$ , параметры Твисса  $\beta_{x,z}, \alpha_{x,z}, \gamma_{x,z}$  и средние значения  $\langle x_i \rangle$  как функции  $\epsilon_x, \epsilon_z$  и  $\delta$ . Искомые величины будем представлять в виде рядов, например:

$$\mu_x = \mu_{x0} + \frac{\partial \mu_x}{\partial \delta} \delta + \frac{\partial \mu_x}{\partial \epsilon_x} \epsilon_x + \frac{\partial \mu_x}{\partial \epsilon_z} \epsilon_z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu_x}{\partial \delta^2} \delta^2 + \dots \quad \text{и т.п.} \quad (2)$$

Запишем фазовые координаты как сумму двух слагаемых:  $x_i = \xi_i + R_i$ , где периодические функции  $R_i = \langle x_i \rangle$ , а  $\xi_i$  описывают колебательную часть усредненного движения:  $\langle \xi_i \rangle = 0$ . В свою очередь  $R_i(s)$  представим в виде  $R_i = \psi_i + \varphi_i$ , где  $\psi_i = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_i^{(n)} \delta^n$  - замкнутая орбита для частиц с импульсом  $\delta$ , а  $\varphi_i = \varphi_i(\epsilon_x, \epsilon_z, \delta)$  - среднее отклонение от этой орбиты, обусловленное квадратом амплитуды бетатронных колебаний.

Найдем коэффициенты разложения дисперсии орбит  $\psi_i$  ( $i = 1, 2$ ). С этой целью подставим разложение в преобразование (1). Условие периодичности  $\psi_i$  дает набор систем уравнений для последовательного вычисления  $\psi_i^{(n)}$ ,  $n = 1, 2, \dots$ . Их решение в матричном виде равно

$$\begin{pmatrix} \psi_i^{(n)} \\ \psi_j^{(n)} \end{pmatrix} = \frac{1}{2(1 - \cos \mu_{x,z})} \begin{bmatrix} 1 - (\mu_x | \mu_x) & (x | \mu_x) \\ (\mu_x | x) & 1 - (x | x) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{n!} \frac{\partial^n \psi_i}{\partial \delta^n} \\ \frac{1}{n!} \frac{\partial^n \psi_j}{\partial \delta^n} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Правые части  $\frac{1}{n!} \frac{\partial^n \psi_i}{\partial \delta^n}$  определяются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_i}{\partial \delta} &= (x_i | \delta), \\ \frac{1}{n!} \frac{\partial^n \psi_i}{\partial \delta^n} &= \sum_{q=2}^n \sum_{k_1, \dots, k_q}^{k_1 + \dots + k_q = q} (x_i | x_1^{k_1} \dots x_6^{k_q} \delta^q) \sum_{\substack{k_1, \dots, k_{n-q+1} \\ \ell_1, \dots, \ell_{n-q+1}}} \left\{ \frac{k!}{k_1! \dots k_{n-q+1}!} \frac{\ell!}{\ell_1! \dots \ell_{n-q+1}!} \right. \\ &\quad \left. \cdot \psi_i^{(k_1)} \psi_i^{(n-q+1)k_2 \dots k_{n-q+1}} \psi_j^{(\ell_1) \ell_2} \dots \psi_j^{(n-q+1)\ell_{n-q+1}} \right\}, \quad n \geq 2, \end{aligned}$$

где  $\sum_{i=1}^{n-q+1} k_i = k$ ,  $\sum_{i=1}^{n-q+1} \ell_i = \ell$ ,  $\rho + \sum_{i=1}^{n-q+1} i(k_i + \ell_i) = n$ .

Расчет коэффициентов разложения функций  $\varphi_i(s)$  ( $i = 1, 2$ ) в общих чертах сходен с изложенным выше. Отличие заключается в том, что начальные условия в (1) представляются в форме Флоке и производится усреднение левой и правой частей по начальным фазам  $\varphi_{i,1}$ . В результате получаем последовательность систем уравнений, структура решений которых совпадает с (3). Правые части этих систем находятся как соответствующие коэффициенты разложения Тейлора параметров  $\lambda = \lambda(\epsilon_1, \epsilon_2, \delta)$ :

$$\lambda_i = \sum_{q=2}^{\infty} \sum_{k, \ell, m, n, p, \nu}^{k+\ell+m+n+p+\nu=q} (x_1 | x_2^k \bar{x}_2^\ell z^m \bar{z}^n \bar{\epsilon}^p) < z^m(\omega, \nu) \epsilon^q > \times \\ \times \sum_{k_1=0}^k \sum_{\ell_1=0}^{\ell} \frac{k!}{k_1!(k-k_1)!} \frac{\ell!}{\ell_1!(\ell-\ell_1)!} < \xi_1^{k_1}(\omega) \xi_2^{\ell_1}(\omega) > R_1^{k-k_1}(\omega) R_2^{\ell-\ell_1}(\omega).$$

С тем, чтобы определить характеристики нелинейных бетатронных колебаний, строится линейное преобразование  $\bar{\xi}(1) = M \bar{\xi}(0)$ , задаваемое симплектической матрицей  $M = \{m_{ij}(\epsilon_1, \epsilon_2, \delta)\}$ , наилучшим образом аппроксимирующее действительную зависимость (1) для части с данными значениями  $\epsilon_1, \epsilon_2$  и  $\delta$ . Под наилучшей аппроксимацией понимается минимум среднеквадратичной невязки

$$\sum_{i=1}^2 \langle [\xi_i(1) - \sum_{j=1}^2 m_{ij} \xi_j(0)]^2 \rangle / \langle \xi_i^2(0) \rangle$$

на множестве симплектических матриц. Очевидно, что при  $\epsilon_{1,2} = 0, \delta = 0$  матрица  $M$  обладает в обычную фундаментальную матрицу решений линейных уравнений движения частиц. В нерезонансном случае  $x$ - и  $z$ -колебания в среднем не коррелированы и матрица  $M$  имеет структуру с нулевыми внедиагональными  $(2 \times 2)$ -блоками. Элементы  $m_{ij}$  идут в виде разложений, подобных (2). Набор фаз усредненных бетатронных колебаний и модифицированные с учетом нелинейных эффектов параметры Твисса связаны с  $m_{ij}$  обычным образом. Коэффициенты их разложения (2) определяются через коэффициенты разложения  $m_{ij}$ . Некоторые конкретные формулы для расчета нелинейных поправок через абстрактные коэффициенты приведены в [2].

Разработанный алгоритм расчета динамических характеристик нучка с точностью до эффектов третьего порядка включительно внедрен в программный комплекс TOREX [5]. С целью сопоставления результатов с получаемыми методом усреднения уравнений движения выполнен проверочный расчет нелинейных эффектов в магнитной структуре УНК. Определялись сдвиги бетатронных частот, вызванные квадратичной и кубической нелинейностями магнитного поля. Результаты совпадают с данными [6, 7] с точностью до десятых долей процента.

### Л и т е р а т у р а

1. Севергин Ю.П. Препринт ИИЭФА П-Е-С674, Л., 1982.
2. Nagaenko M.G., Severgin Yu.P., Shukeilo I.A. Proc. of the 10th Intern. Conf. on High-Energy Acceler. Batavia, 1983, p. 336-338.
3. Нагаенко М.Г., Севергин Ю.П., Шукейло И.А. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1987, докл. 7-11, с. 111, 112, 113, 114.
4. Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. - М., изд. ВИАКИ, 1984.
5. Нагаенко М.Г. Препринт ИИЭФА П-Е-С665, Л., 1984.
6. Балбеков В.И., Фирков Л.Н. Препринт ИФЭЗ 82-133, Серпухов, 1982.
7. Балбеков В.И., Фирков Л.Н. Препринт ИЭВЭ 84-167, Серпухов, 1984.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ТРАЕКТОРНОГО АНАЛИЗА  
ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В КОЛЬЦЕВЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ

М.Г.Нагаенко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры  
им. Д.В.Фремова, Ленинград

Траекторный анализ широко применяется в исследованиях динамики заряженных частиц в кольцевых магнитных системах ускорителей и накопителей. Одним из методов, используемых в траекторном анализе, является метод абберационных разложений. Он основан на представлении преобразованных элементом периодичности структуры фазовых координат частицы в виде разложения в ряд по степеням начальных значений:

$$X_i(t) = \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{k_1, k_2, \dots, k_q}^{k_i} (x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n}) x_{i_0}^{k_i} \dots x_{i_0}^{k_i} \quad (1)$$

Вектор  $\vec{X} = (x_1, \dots, x_n)^T = (x, \pi_1, z, \pi_2, \sigma, \delta)^T$  задает положение частицы в фазовом пространстве;  $x, z$  и  $\sigma$  - радиальное, вертикальное и продольное смещение рассматриваемой частицы от равновесной;  $\pi_1, \pi_2$  и  $\delta$  - соответствующие канонически сопряженные им импульсы.

Последовательное применение преобразования (1) позволяет исследовать условия долговременной циркуляции пучка, изучать стохастические процессы, моделировать развитие резонанса  $1/2$ . Основными источниками погрешности метода служат ошибки расчета абберационных коэффициентов и замена бесконечных рядов их частичной суммой. Наглядное их проявление - нарушение теоремы Лиувилля, обеспечивающей постоянство величины фазового объема, занимаемого частицами пучка. Поэтому в качестве интегрального критерия точности исследований, проводимых с помощью численных методов, естественно принять меру отклонения от единицы якобиана преобразования фазовых координат. Пусть  $W = \{dx_i(t) / dx_j(0)\}$  - матрица Якоби преобразования фазовых координат периодом магнитной структуры. В силу фундаментальных законов динамики гамильтоновых систем  $W$  она должна удовлетворять условию симплектичности:  $W^T S W = S$ , где элементы матрицы  $S$  определяются через  $\delta$  - символ Кронекера:  $S_{ij} = (-1)^i \delta_{i,j+1}$ . Вычислительные ошибки имеют негамильтонову природу. Поэтому на практике вместо строгого равенства имеем  $W^T S W = S + \Delta S$ . Якобиан преобразования  $J$  с учетом ошибок равен  $J = \det W = [\det S]^{1/2} = 1 + \Delta J$ . Добавка  $\Delta J$  является мерой погрешности расчетов. Надо связать  $\Delta J$  с коэффициентами разложения (1).

Применим характерный для метода абберационных разложений подход. Подставим искомым величинам в виде ряда по степеням начальных значений фазовых координат:

$$\Delta S_{ij} = -S_{ij} + \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{k_1, k_2, \dots, k_q}^{k_i} (\Delta S_{ij} | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n}) x_{i_0}^{k_i} \dots x_{i_0}^{k_i} \quad (2)$$

$$\Delta J = \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{k_1, k_2, \dots, k_q}^{k_i} (\Delta J | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n}) x_{i_0}^{k_i} \dots x_{i_0}^{k_i} \quad (3)$$

Коэффициенты разложения (2) определяются из разности левой и правой частей условия симплектичности:

$$(\Delta S_{ij} | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) = \sum_{k_1, k_2, \dots, k_q}^{k_i} k_i \delta_j \{ (x_1 | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) - (x_1 | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n}) (x_2 | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) + (x_2 | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) (z | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) - (z | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) (x_2 | x_1^{k_1} \dots x_n^{k_n} \delta^{k_i}) \} \quad (4)$$

Здесь  $i = 1, \dots, 3$ ,  $j = i + 1, \dots, 4$ . Суммирование производится по неотрицательным индексам с учетом ограничений  $k_2 + k_3 = k_1, k_1 \neq i, j$ ;  $k_1 + k_2 = k_i + 1$ ;  $k_3 + k_4 = k_i + 1$ .  
При  $i = 1, \dots, 4$ ,  $j = 6$

$$\begin{aligned}
 (\Delta S_{12} | x^k \dots \delta^m) = & -(\kappa_i + 1)(\sigma | x^{\kappa_i} \dots x_i^{\kappa_i+1} \dots \delta^m) + \\
 & + \sum_{\kappa_i, \delta^m} k_i \{ \delta^m (x_i | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) (x | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) - (x | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) (x_i | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) + \\
 & + (x_i | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) (z | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) - (z | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) (x_i | x^{\kappa_i} \dots \delta^m) \}. \quad (5)
 \end{aligned}$$

В отсутствие вычислительных погрешностей (4) и (5) равны нулю, за исключением  $(\Delta S_{12} | I) = (\Delta S_{34} | I) = -I$ . Это накладывает на абберационные коэффициенты фундаментальные связи, вид которых не зависит от конкретной структуры магнитной системы. Подобные уравнения называют инвариантными соотношениями. Соотношения для абберационных коэффициентов второго и третьего порядков поперечного движения впервые выведены в /3/. В /4,5/ даны инвариантные соотношения, связывающие коэффициенты второго порядка продольного движения с поперечным. Приведенные в настоящем докладе соотношения обобщены на произвольно высокие порядки коэффициентов.

Вернемся к задаче определения вычислительной погрешности якобиана  $\Delta J$ . Можно показать, что

$$\begin{aligned}
 \Delta J = [\det \tilde{S}]^{1/2} - I & = (1 - \Delta S_{12})(1 - \Delta S_{34}) - I - \Delta S_{13} \Delta S_{24} + \Delta S_{14} \Delta S_{23} = \\
 & = (\Delta J | I) + (\Delta J | x) x_0 + (\Delta J | x_i) x_{i0} + (\Delta J | \delta) \delta + \dots \quad (6)
 \end{aligned}$$

Остальные коэффициенты при членах разложения первого порядка равны нулю. Постоянная составляющая возмущения  $(\Delta J | I)$  обычно пренебрежимо мала ( $\sim 10^{-15}$ ).

С учетом этого заключения и (4) находим

$$\begin{aligned}
 (\Delta J | x) = & (x | x) (\pi_x | x \pi_x) + 2 (\pi_x | \pi_x) (x | x^2) - (\pi_x | x) (x | x \pi_x) - 2 (x | \pi_x) (\pi_x | x^2) + \\
 & + (z | z) (\pi_z | x \pi_z) + (\pi_z | \pi_z) (z | x z) - (x_z | z) (z | x \pi_z) - (z | \pi_z) (\pi_z | x z); \\
 (\Delta J | x_i) = & 2 (x | x) (\pi_x | \pi_x^2) + (\pi_x | \pi_x) (x | x \pi_x) - 2 (\pi_x | x) (x | \pi_x^2) - (x | \pi_x) (\pi_x | x \pi_x) + \\
 & + (z | z) (\pi_z | \pi_z) + (x_z | \pi_z) (z | \pi_z z) - (\pi_z | z) (z | \pi_z \pi_z) - (z | \pi_z) (\pi_z | x_z z); \\
 (\Delta J | \delta) = & (x | x) (\pi_x | \pi_x \delta) + (\pi_x | \pi_x) (x | x \delta) - (\pi_x | x) (x | \pi_x \delta) - (x | \pi_x) (\pi_x | x \delta) + \\
 & + (z | z) (\pi_z | \pi_z \delta) + (\pi_z | \pi_z) (z | z \delta) - (\pi_z | z) (z | \pi_z \delta) - (z | \pi_z) (\pi_z | z \delta).
 \end{aligned}$$

В разложении (6) могут быть также учтены члены и более высоких степеней. В программе TOREX /6/, предназначено для расчета абберационных коэффициентов до третьего порядка включительно и моделирования на их основе нелинейных эффектов в кольцевых магнитных структурах, контроль за точностью основан на разложении якобиана (3) до величин второго порядка малости. Одновременно контролируется степень выполнения всех инвариантных соотношений.

#### Л и т е р а т у р а

1. Mais H. et al. Particle Tracking. DESY, 86-024, 1986.
2. Лихтенберг А., Либерман Ч. Регулярная и стохастическая динамика. М.: Мир, 1984.
3. Sivkov Yu.P. Particle Accelerators, 1971, vol.2, p.243-249.
4. Севергин Ю.П. Препринт НИИЭФА Г-027С, Л., 1976.
5. Нагаенко М.Г., Севергин Ю.П. Препринт НИИЭФА Г-Б-0575, Л., 1982.
6. Нагаенко М.Г. Препринт НИИЭФА Г-Б-С665, Л., 1984.

# АБЕРРАЦИЯ СПИНА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ В КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ МЕЗОННОЙ ЛАБРИКИ ИЛИ АН СССР

Н. И. Голубева, Ю. В. Сеничев

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В большинстве физических экспериментов с поляризованными пучками протонов важно иметь помимо высокой степени поляризации малую величину поперечных aberrаций спина, особенно первых перекрестных моментов. С этой точки зрения интересно исследовать поведение aberrаций спина в различных магнитооптических элементах, используемых для транспортировки частиц.

Поведение вектора поляризации  $\vec{S}$  в магнитном поле  $\vec{B}$  описывается квазиклассическим уравнением /1/

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{m_0 \gamma} \vec{S} \times \left[ \frac{q}{2} \vec{B}_\parallel + \left( 1 + \frac{q-2}{2} \gamma \right) \vec{B}_\perp \right], \quad (I)$$

где  $e$ ,  $m_0$  - заряд и масса частиц,  $\gamma$  - фактор Лоренца,  $q$  - гиромангнитное отношение (для протонов  $q = 5,586$ ),  $\vec{B}_\parallel$ ,  $\vec{B}_\perp$  - параллельная и перпендикулярная составляющие проекции поля на направление импульса (на ось  $z$ ). Изменение вектора поляризации в поле  $\vec{B}$  определяется совместным решением уравнения (I) и уравнений движения частиц. Для пучка с поперечным эмиттансом, отличным от нуля при прохождении его через неоднородное в пространстве магнитное поле, вектор поляризации становится функцией фазовых координат. Будем называть, например, для продольно поляризованного пучка aberrациями спина некогерентные части поперечных компонент  $S_x$ ,  $S_y$  и "спиновым" эмиттансом - фазовый объем, занимаемый представляющими точками пучка на плоскости; смещение  $x$  или  $y$  - поперечная компонента спина  $S_x$  или  $S_y$ . "Спиновый" эмиттанс характеризует пучок на уровне максимальных значений aberrаций. Более точной количественной характеристикой качества поляризованного пучка являются моменты распределений. Так, при проведении экспериментов по исследованию эффектов нарушения пространственной четности на пучке поляризованных протонов интересны первые перекрестные моменты распределений  $S_x$  и  $S_y$  относительно осей  $x$  и  $y$ :  $\langle S_x \cdot y \rangle$ ,  $\langle S_y \cdot x \rangle$ , которые в эксперименте SIN имели порядок  $10^{-3}$  мм/2/.

Очевидно, что каждый из перекрестных моментов в отдельности не является инвариантом движения и меняет не только величину, но и знак. Поэтому интересно исследовать возникновение перекрестных моментов.

В данной работе исследовались aberrации спина и перекрестные моменты, возникающие в различных магнитооптических элементах, используемых при транспортировке поляризованных пучков. В качестве фокусирующих элементов используются магнитные квадрупольные линзы и солениды с продольным полем. Так как эксперименты с поляризованными пучками составляют часть экспериментов с заряженными частицами, то в отдельных случаях возникает необходимость сложения различных пучков частиц на входе в ускоритель и, следовательно, использование поворотных магнитов в линиях транспортировки.

Поведение aberrаций вектора поляризации можно описать аналитически только для периодического фокусирующего канала /3/. Для каждого отдельного

магнитного элемента используется матричный метод и численное моделирование поведения вектора  $\vec{S}$  /4,5/.

В качестве численной иллюстрации будут приводиться результаты для канала транспортировки поляризованных протонов линейного ускорителя Мезонной фабрики ИИИ АН СССР (рис.1).

**Квадрупольная линза.** С учетом краевого поля линзы  $\mathcal{B}_2 \sim y$  преобразование вектора поляризации в линзе описывается матрицей (7):

$$\begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{\alpha^2}{2} (\Delta x')^2 & P_x(x, y) & \alpha \Delta x' \\ P_y(x, y) & 1 - \frac{\alpha^2}{2} (\Delta y')^2 & \alpha \Delta y' \\ -\alpha \Delta x' & -\alpha \Delta y' & 1 - \frac{\alpha^2}{2} (\Delta x')^2 - \frac{\alpha^2}{2} (\Delta y')^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{x0} \\ S_{y0} \\ S_{z0} \end{bmatrix}, \quad (2)$$

где  $\alpha = 1 + \frac{q^2}{2} \frac{y}{\rho}$ ,  $\Delta x' = x' - x'_0$ ,  $\Delta y' = y' - y'_0$ .

Элементы матрицы  $P_x(x, y)$  и  $P_y(x, y)$  и, следовательно, моменты  $\langle S_x, y \rangle$ ,  $\langle S_y, x \rangle$  появляются в результате взаимодействия компонент  $S_x$  и  $S_y$  с краевым полем  $\mathcal{B}_2$  и имеют второй порядок малости по фазовым координатам. Численное моделирование поведения вектора поляризации в канале транспортировки, построенном на основе квадрупольных линз в качестве фокусирующих элементов (рис.1), показало, что при учете аберраций спина только в квадрупольных линзах перекрестные моменты составляют величины  $(1+2) \cdot 10^{-3}$  мм.

**Дипольный магнит.** При исследовании аберраций спина в дипольном магните выделим три области: две малые по длине краевые области только с продольным полем  $\mathcal{B}_z \sim y$  и центральную область с однородным полем  $\mathcal{B}_y$ . Преобразование вектора  $\vec{S}$  при таком разбиении описывается матрицей для краев:

$$\begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & \mp \frac{q}{2} \frac{1}{\rho} y & 0 \\ \pm \frac{q}{2} \frac{1}{\rho} y & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{x0} \\ S_{y0} \\ S_{z0} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где верхний знак относится к входному краю, нижний - к выходному,  $y$  принимает значение, соответствующее входу и выходу диполя,  $\rho$  - радиус поворота магнита, и матрицей для центральной области:

$$\begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos[(\alpha-1)\psi + \alpha \Delta x'] & 0 & \sin[(\alpha-1)\psi + \alpha \Delta x'] \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin[(\alpha-1)\psi + \alpha \Delta x'] & 0 & \cos[(\alpha-1)\psi + \alpha \Delta x'] \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{x0} \\ S_{y0} \\ S_{z0} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $\psi$  - угол поворота импульса в магните. Из соотношений (3) - (4) следует, что зависимость компоненты  $S_x$  от  $y$ , которая приводит к образованию момента  $\langle S_x, y \rangle$ , появляется только в краевых областях. Аберрации  $S_y \sim \frac{1}{\rho} y S_{x0}$  обусловлены взаимодействием значительной по величине когерентной составляющей  $S_{x0}$  с краевым полем  $\mathcal{B}_z$ , что впервые было показано в экспериментах с поляризованными пучками в SIN/6/. На рис.2 приведены зависимости момента  $\langle S_y, x \rangle$  от угла поворота импульса в магните  $\psi$  при различных начальных условиях  $\vec{S}_0$ . Численное исследование аберраций спина в диполях с однородным полем  $\mathcal{B}_y$  и с учетом краевых полей  $\mathcal{B}_z$  показало, что при углах поворота импульса в магните до  $100^\circ$  перекрестные моменты не превышают величины  $2 \cdot 10^{-3}$  мм.

**Соленоид.** Выделим в соленоиде с продольным полем  $\mathcal{B}_z$ , как и при рассмотрении дипольного магнита, три области: центральную с однородным продольным полем  $\mathcal{B}_z$  и две краевые области малой протяженности с полями  $\mathcal{B}_x$  и  $\mathcal{B}_y$ . С точностью до членов первого порядка по фазовым координатам поведение вектора поляризации в соленоиде описывается матрицей для центральной области:

$$\begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & \sin \delta & 0 \\ -\sin \delta & \cos \delta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{x0} \\ S_{y0} \\ S_{z0} \end{bmatrix}, \quad (5)$$



и матрицей для краев:

$$\begin{bmatrix} S_x \\ S_y \\ S_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \alpha \Delta x' \\ 0 & 1 & \alpha \Delta y' \\ -\alpha \Delta x' & -\alpha \Delta y' & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} S_{x0} \\ S_{y0} \\ S_{z0} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где  $\delta = \frac{q_e v \ell}{\hbar \rho c}$ ,  $V = V_z$  - продольное поле в соленоиде,  $c$  - скорость света,  $\rho$  - импульс частицы. Так как в соленоиде на краях  $\Delta x' = \pm \frac{\hbar y}{2}$ ,  $\Delta y' = \mp \frac{\hbar x}{2}$ ,  $\hbar = \frac{e \hbar}{\rho c}$ , (7)

то уже в первом порядке по фазовым координатам в краевых областях образуются перекрестные моменты  $\langle S_x \cdot y \rangle \sim \int y^2 dy$ ,  $\langle S_y \cdot x \rangle \sim \int x^2 dx$ , что является следствием связи движений в  $x$ - и  $y$ -плоскостях. Компенсация аберраций на различных краях соленоида невозможна из-за различных скоростей процессии спина и импульса в однородном поле  $V_z$ .

Результаты численного моделирования показали, что использование соленоидов в качестве фокусирующих элементов приводит к образованию перекрестных моментов порядка  $10^{-2} + 10^{-1}$  мм, причем достаточно одного источника перемешивания частиц типа соленоида для образования таких моментов. Последующие соленоиды изменяют моменты в единицы раз. Таким образом, использование соленоидов приводит к образованию перекрестных моментов, которые приблизительно на (1-2) порядка больше, чем при использовании только квадрупольных линз и магнитов.

Кроме того, в случае продольной поляризации при использовании соленоидов в схемах с дипольными магнитами необходимо заботиться о создании или сохранении общего направления поляризации. Например, в канале транспортировки линейного ускорителя Мезонной фабрики (рис.1) сохранение продольной поляризации пучка на выходе канала накладывает определенные условия на размещение и поля соленоидов на участке между вторым и третьим поворотными магнитами. Для неполяризованного пучка эти условия отсутствуют.

Компенсация перекрестных моментов. Так как в разрабатываемых источниках поляризованных частиц [7,8] поляризация частиц происходит в однородном поле соленоида, то, как показано выше, перекрестные моменты на выходном крае соленоида являются преобладающими при использовании в дальнейшем только квадрупольных линз и дипольных магнитов. Рассмотрим возможность получения нулевых или малых моментов  $\langle S_x \cdot y \rangle$  и  $\langle S_y \cdot x \rangle$  в определенной точке произвольного жесткофокусирующего канала. На рис.3 показано поведение перекрестных моментов по длине канала ускорителя.

Возьмем произвольное сечение на длине жесткофокусирующего канала, где моменты равны некоторым значениям  $\langle S_x \cdot y \rangle$  и  $\langle S_y \cdot x \rangle$ . Если повернуть в этом сечении систему координат  $(x, y)$  на угол  $\alpha$ , то относительно нового положения системы  $(x_1, y_1)$  моменты будут выражаться следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle S_{x_1} \cdot y_1 \rangle &= \sin \alpha \cos \alpha \langle S_y \cdot y - S_x \cdot x \rangle + \cos^2 \alpha \langle S_x \cdot y \rangle - \sin^2 \alpha \langle S_y \cdot x \rangle, \\ \langle S_{y_1} \cdot x_1 \rangle &= \sin \alpha \cos \alpha \langle S_y \cdot y - S_x \cdot x \rangle - \sin^2 \alpha \langle S_x \cdot y \rangle + \cos^2 \alpha \langle S_y \cdot x \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Из соотношений (8) и условий  $\langle S_{x_1} \cdot y_1 \rangle = \langle S_{y_1} \cdot x_1 \rangle = 0$ ,  $\langle S_x \cdot y \rangle = \langle S_y \cdot x \rangle$  следует

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{2 \langle S_x \cdot y \rangle}{\langle S_y \cdot y - S_x \cdot x \rangle}. \quad (9)$$

Таким образом, для получения нулевых перекрестных моментов надо выбрать или создать такую точку на линии транспортировки частиц, где моменты  $\langle S_x \cdot y \rangle$  и  $\langle S_y \cdot x \rangle$  равны, и в этом сечении повернуть систему  $(x, y)$  на угол  $\alpha$ , величина которого определяется значениями моментов (9). На рис.4 показано поведение моментов в зависимости от угла поворота в специально выбранном сечении на длине фокусирующего канала ускорителя, где  $\Delta = \langle S_y \cdot x \rangle - \langle S_x \cdot y \rangle = 2.74 \cdot 10^{-3}$  мм. Оба

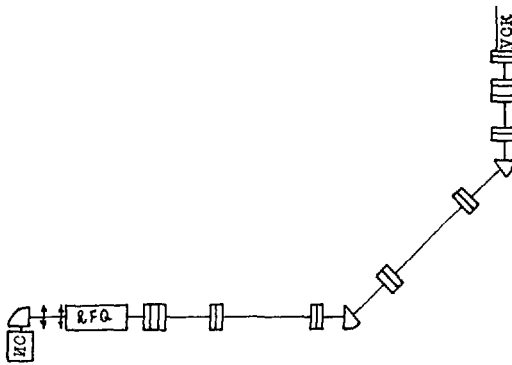


Рис.1. Схема канала транспортировки поляризованных протонов.

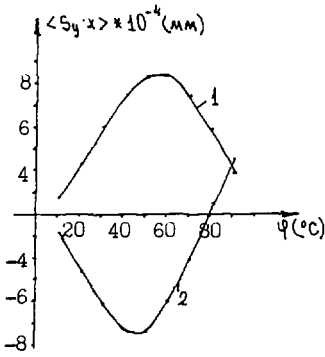


Рис.2. Зависимость момента  $\langle S_y \cdot x \rangle$  от угла поворота импульса в магните: 1 -  $S_{y0}=0, S_{y1}=0, S_{y2}=1$ ; 2 -  $S_{y0}=0, S_{y1}=0, S_{y2}=1, S_{y3}=0, S_{y4}=-0,948$ .

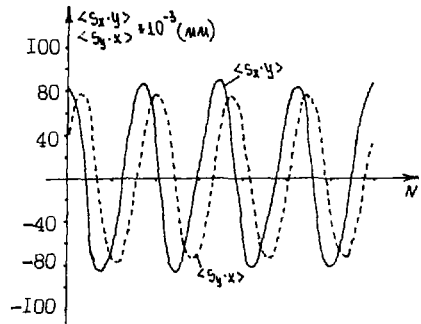


Рис.3. Поведение перекрестных моментов по длине канала ускорителя.

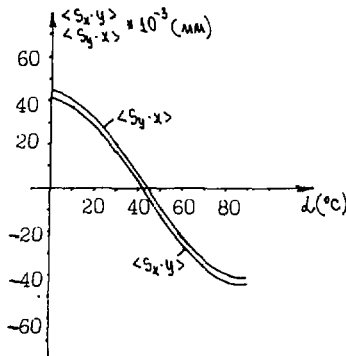


Рис.4. Поведение моментов в зависимости от угла поворота системы  $(xy)$  в выбранной точке на длине канала ускорителя.

момента пересекает ось  $\lambda$ , тогда  $\langle S_{x_1}, y_1 \rangle = 0, \langle S_{y_1}, x_1 \rangle = 0$  или наоборот. Таким образом, путем поворота системы регистрирующей аппаратуры вокруг оси  $z$  можно одновременно уменьшить перекрестные моменты поперечных aberrаций продольно поляризованного пучка.

#### Л и т е р а т у р а

1. Bergmann V., Michel L., Telegdi V. Phys.Rev.Lett.,1959,V.2,P.435.
2. Lang J. et al. Phys.Rev.C.,1986,V.34,P.1545.
3. Голубева Н.И., Сеничев Ю.В. Эффекты деполяризации в ускоряющефокусирующем канале мезонной фабрики ИЯИ АН СССР. Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР: Тр.5-го Всесоюзного семинара. ИЯИ АН СССР, М., 1987, с.54-58.
4. Волков Б.С. и др. Магнитная оптика спина. Там же, с.259-265.
5. Карташев В.П., Котов В.И. Основы оптики пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. Simonius M. et al. NIM,1980,V.177,P.471.
7. Федов А.С., Есин С.К., Кубалов С.А. и др. Разработка источника поляризованных протонов с атомным пучком для линейного ускорителя мезонной фабрики ИЯИ АН СССР. Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР: Труды 2-го Всесоюзного семинара. ИЯИ АН СССР М., 1982, с.255-259.
8. Зеленский А.Н., Кохановский С.А. Разработка источника поляризованных ионов  $H^+$  высокой интенсивности с перезарядкой протонов на оптически ориентированных атомах натрия. Там же, с.92-95.

## ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕДУРЫ НАСТРОЙКИ ВИСОКОИНТЕНСИВНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ

Г.А.Дубинский, А.В.Решетов, Ю.В.Сеничев, Е.Н.Шапошникова  
Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В целях повышения экономичности линейных ускорителей мезонных фабрик при энергии порядка 100 МэВ частота ускорения возрастает в 4-5 раз. В результате эффективный фазовый сгусток практически целиком заполняет продольный аксептанс. Вместе с тем для мезонных фабрик (средний ток порядка  $1,5 \text{ нА}$ ) существуют жесткие ограничения допустимых потерь частиц. Отсюда, с одной стороны, возникают требования высокой точности настройки ускорителя, с другой - встает проблема учета конечной протяженности фазового сгустка при проведении настройки и выборе оптимальных условий движения частиц в ускорителе. Для настройки линейного ускорителя Лос-Аламосской мезонной фабрики (LAMPF), т.е. установкой расчетных значений амплитуды и фазы ВЧ-поля, был разработан специальный метод, основанный на фазопробных измерениях -  $\Delta T$ -процедура [1]. В процессе настройки резонатора проводится сравнение с расчетным временем пролета данных, полученных при различных значениях амплитуды и фазы ускоряющего ВЧ-поля в настраиваемом резонаторе. Расчетным обычно считается время пролета равновесной частицы.

Высокоэнергетическая часть линейного ускорителя мезонной фабрики (ЛУМФ) состоит из секций с равновеликими периодами ускорения. В этом случае за расчетную принимается так называемая квазиравновесная частица, совершающая минимальные фазовые колебания на резонаторе [2]. В идеальном резонаторе квазиравновесной частице соответствуют определенные входные значения скорости и фазы  $v_0$  и  $\varphi_0$ . Отличия реального резонатора от идеального приводят к изменению параметров квазиравновесной частицы или, другими словами, эквивалентной фазовой скорости резонатора. В работе [3] показана возможность частичной компенсации ошибок различного типа при "холодной" настройке резонатора (т.е. без пучка), так что в итоге относительное отклонение эквивалентной фазовой скорости резонатора значительно уменьшается. Кроме того, найден способ определения величины при проведении  $\Delta T$ -процедуры, проанализированы условия оптимального движения квазиравновесной частицы в реальном резонаторе. Можно надеяться, что эти меры позволят при настройке ЛУМФ избежать трудности, возникшие при настройке LAMPF [4] и связанные с недооценкой влияния на  $\Delta T$ -процедуру неидеальности резонатора.

Вместе с тем оставалась открытой проблема достижения высокой точности настройки и оптимальности продольного движения при учете того обстоятельства, что в ускорителе движется не одна, а сгусток частиц. Размеры эффективного фазового сгустка определяются как собственными размерами одиночного сгустка, так и амплитудой колебаний центров сгустков, возникающих из-за нестабильностей ускоряющего ВЧ-поля. Так, при проектном уровне нестабильности амплитуды и фазы ВЧ-поля в 27 резонаторах высокоэнергетической части ЛУМФ разбухание сгустка практически компенсирует его адиабатическое сжатие. В этом случае движение значительной доли частиц является существенно нелинейным. Это означает, что фазовая траектория центра сгустка частиц, а следовательно, и его время пролета через резонатор отличаются от траектории и времени пролета расчетной частицы. Решая асимптотическими методами систему уравнений движения частицы в ускоряющем поле  $E = E_0 \cos \varphi$ , где  $\varphi$  - фаза частицы

относительно ВЧ-поля, во втором приближении получим решение, описывающее нелинейные колебания произвольной частицы на резонаторе. Используя каноничность переменных, нетрудно путем интегрирования по распределению частиц на входе в резонатор найти выражение, описывающее движение центра тяжести сгустка.

В решении появляются члены с удвоенной частотой собственных фазовых колебаний, и происходит сдвиг колебаний по фазе на постоянную величину, определяемую среднеквадратичными размерами сгустка:

$$\Delta \varphi = \varphi \cdot 2\beta \cdot \text{ctg} \varphi_s \cdot D^2, \quad (1)$$

где  $D_\varphi$ ,  $D_\beta$  - дисперсии распределения частиц по фазе и скорости соответственно,  $\omega$  - частота ускоряющего поля,  $\Omega$  - частота собственных фазовых колебаний,  $\varphi_s$  - синхронная фаза ( для ЛУМФ  $\varphi_s = -33^\circ$  ). Отметим, что для согласованного сгустка  $D_\varphi^2 = (\frac{\omega}{\Omega} D_\beta)^2 = \frac{D_\beta^2}{2}$ .

Фактически сгусток совершает колебания вокруг новой синхронной фазы, отличающейся от расчетной на величину (1).

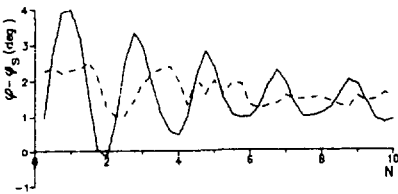


Рис.1

На рис.1 представлены фазовые колебания центра тяжести протяженного сгустка ( гауссовское распределение с  $D_\varphi = \frac{\omega}{\Omega} D_\beta = 0,263$  ) при различных начальных фазах, полученные с помощью численного моделирования без учета нестабильностей ВЧ-поля. Как и следовало ожидать, при размещении центра сгустка в фазу, смещенную относительно расчетной на величину (1), амплитуда фазовых колебаний уменьшается.

За счет изменения синхронной фазы для протяженного сгустка его центр тяжести в среднем движется в резонаторе при уровне поля, отличающемся от расчетного на величину

$$\frac{\Delta E}{E} = \text{tg} \varphi_s \cdot \Delta \varphi = \frac{1}{4} D^2. \quad (2)$$

Это соотношение объясняет тенденцию к завышению поля при проведении АТ-процедуры с протяженными сгустками, обнаруженную в работе [1] с помощью численного моделирования. Нами также проводилось численное моделирование, имитирующее настройку резонатора по данным, полученным для протяженных сгустков. Оказалось, что величина отклонения амплитуды поля от расчетного значения пропорциональна среднеквадратичным размерам сгустка и описывается соотношением (2). При завышенном уровне поля, размещая сгусток в расчетную фазу, мы фактически попадаем в новую синхронную фазу.

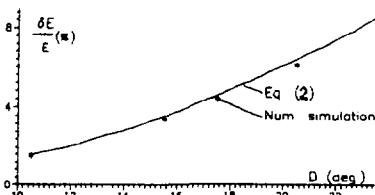


Рис.2

Это утверждение было проверено и для неидеального резонатора с  $\beta_s \neq \beta$ , а также при отклонениях входной скорости частиц от расчетного значения ( $\beta_s \neq \beta$ ). На рис.2 приведены ошибки в установке уровня поля для 1-го резонатора в зависимости от размеров сгустка, полученные численно, а также по формуле (2).

Тогда следует вывод, что, не обладая информацией о реальных размерах эффективного сгустка, мы при настройке зависим уровень поля в резонаторе, но при этом центр сгустка будет совершать минимальные фазовые колебания.

Выше приведены результаты так называемой линейной  $\Delta T$ -процедуры. Однако ее точность с увеличением номера резонатора падает [5]. Вместе с тем существует способ, основанный на методах нелинейного регрессионного анализа, позволяющий оценить уровень и фазу ВЧ-поля, отклонение входной скорости и даже среднеквадратичные размеры сгустка. Суть нелинейного метода заключается в нахождении минимума некой целевой функции от четырех перечисленных параметров, которая характеризует отклонение экспериментальных данных от расчетных. Необходимо отметить, что описание размеров сгустка одним параметром справедливо, в принципе, только для старших резонаторов, когда сгусток становится согласованным ( $D_F = \frac{\omega}{k} D_A = \frac{D}{\beta}$ ).

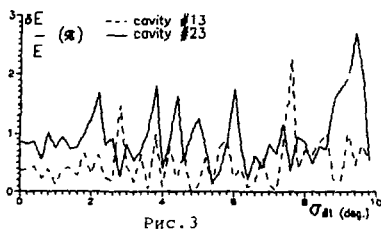


Рис. 3

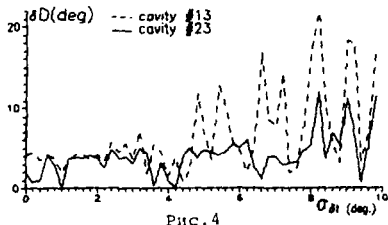


Рис. 4

Основным недостатком нелинейного метода является возрастание времени счета и падение точности при увеличении размерности задачи, связанное необходимостью расчета времен пролета при различных значениях аргументов. Поэтому моделирование процесса настройки проводилось только для согласованных сгустков и для идеальных резонаторов ( $\frac{\partial \beta_s}{\partial \beta} = 0$ ). На рис. 3-4 представлены ошибки в определении уровня ВЧ-поля и размера сгустка  $D$ , соответственно, в зависимости от ошибки фазопробитных измерений для одной реализации экспериментальных данных. При применении итерационной схемы настройки точность может быть увеличена.

Проведенный анализ фазового движения протяженных сгустков, а также данные имитационного эксперимента позволяют надеяться на достижение проектной точности настройки резонаторов высокоэнергетической части ЛУМФ во всем диапазоне энергии с реальными сгустками.

#### Литература

1. Crandall K.R. The  $\Delta T$  Tuneup Procedure for the LAMPF 805-MHz Linac. LA-6374-MS, 1976.
2. Сеничев Р.В., Шапошникова Е.Н. Особенности равновесного движения в линейном ускорителе со ступенчатым изменением фазовой скорости. ЖТФ, 57, в6, с.1092-1100, 1987.
3. Сеничев Р.В., Шапошникова Е.Н. Проблемы настройки линейного ускорителя ионов, состоящего из секций с постоянной фазовой скоростью. Тр. 13 Межд. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, т. 1, с.244, 1987.
4. Swain G.R. LAMPF-805MHz Accelerator Structure Tuning and its Relation to Fabrication and Installation. LA-7915-MS, 1979.
5. Дубинский Г.А., Решетов А.В., Шапошникова Е.Н. Повышение точности фазопробитной процедуры настройки многорезонаторного ускорителя ионов методами регрессионного анализа, наст. сб., т.1, с.293.

# ОПТИКА КВАДРУПОЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ С БОЛЬШИМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ЛИНЕЙНОГО (УГЛОВОГО) УВЕЛИЧЕНИЯ

Б.С.Волков, А.А.Майоров

Институт физики высоких энергий, Серпухов

А.В.Самойлов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Квадрупольные объективы с большим коэффициентом линейного увеличения являются средством для формирования пучков заряженных частиц с малой угловой расходимостью (например, пучки нейтринных "родителей" в Гэв- и Тэв-ном диапазоне энергий). Системы, зеркально - симметричные таким объективам, формируют пучки с малыми геометрическими размерами (например, пучки протонов с диаметром микронового и субмикронного диапазона для целей ядерного микроанализа<sup>1/</sup>).

В задаче конструирования таких объективов требуемая матрица имеет вид

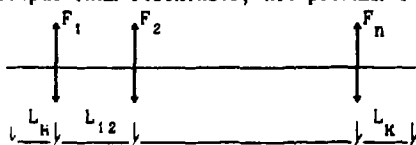
$$Q = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 \\ q_{21} & 1/m & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{m} & 0 \\ 0 & 0 & q_{43} & 1/\tilde{m} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $m, \tilde{m}$  - коэффициенты линейного уменьшения в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно. Элементы матрицы  $Q$  являются нелинейными функциями оптической силы в квадрупольных линзах и геометрии размещения этих линз.

Уменьшить роль нелинейностей позволяет следующий прием<sup>2/</sup>. Представим матрицу  $Q$ , описывающую наш объектив, в виде произведения двух матриц  $Q=BA$ , откуда следует, что  $B=QA^{-1}$ , и, учитывая, что матрица  $A$  симплектична ( $A^{-1}=S^T A^T S$ ), получаем

$$B = Q S^T A^T S, \quad S = \begin{vmatrix} J & 0 \\ 0 & J \end{vmatrix}, \quad J = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Анализ квадрупольных объективов проведем в тонколинзовом приближении. Будем обозначать (см. рис.) матрицу преобразования  $i$ -й тонкой линзы через  $F_i$ , соответствующую силу -  $f_i$ , а матрицу преобразования свободного промежутка между  $i$ -м и  $j$ -м квадрупольями через  $L_{ij}$ , длину соответствующего промежутка -  $l_{ij}$ ; будем обозначать через  $l_N, l_K$  начальную и конечную длины нашего объектива, а через  $L_N, L_K$  соответствующие матрицы преобразования. Рассмотрим в этих обозначениях некоторые типы объективов, построенных с помощью квадрупольных линз.



### Особенности некоторых квадрупольных объективов

**Дублет ( $n=2$ )** Запишем (2) в виде  $L_K F_2 L_{12} = Q L_N^{-1} F_1^{-1}$ , тогда получим

$$\begin{cases} 1 + l_K f_2 = m (1 + l_N f_1), & f_2 = -f_1/m + q_{21} (1 + l_N f_1), \\ l_{12} + l_K \cdot l_{12} l_K f_2 = -l_N m, & 1 + l_{12} f_2 = -q_{21} l_{12} + 1/m, \end{cases} \quad (3)$$

уравнения для вертикальной плоскости  
получаются заменой  $f_1, m, q_{21} \rightarrow -f_1, \tilde{m}, q_{43}$ .

Отметим, что уравнения системы (3) несовместны, если  $m = \tilde{m}$ , т.е. рассматриваемые объективы не могут давать одинаковую величину линейного уменьшения в горизонтальной и вертикальной плоскостях;  $q_{21} = q_{43} = 0$ , т.е. матрица  $Q$  не может быть диагональной.

В зависимости от постановки задачи решение системы может быть представлено в различном виде. Для задач, где заданы требования на геометрию размещения ободурования и требуется построить объектив с минимальным коэффициентом линейного уменьшения, решение системы (3) удобнее представить, обозначив общую длину объектива  $l_0 = l_H + l_{12} + l_K$  в виде

$$\left\{ \begin{aligned} f_1 &= \pm \sqrt{l_0 / l_{12} (1_{12} + 1_H) / (1_{12} + 1_K)} / l_H, & f_2 &= \mp \sqrt{l_0 / l_{12} (1_{12} + 1_K) / (1_{12} + 1_H)} / l_K, \\ m &= (-1_{12} - 1_K \mp \sqrt{l_0 / l_{12} (1_{12} + 1_K) / (1_{12} + 1_H)}) / l_K, & q_{21} &= (f_2 + f_1 / m) / (1 + l_H f_1), \\ \tilde{m} &= (-1_{12} - 1_K \pm \sqrt{l_0 / l_{12} (1_{12} + 1_K) / (1_{12} + 1_H)}) / l_K, & q_{43} &= -(f_2 + f_1 / \tilde{m}) / (1 - l_H f_1). \end{aligned} \right. \quad (4)$$

Если же необходимы конкретные значения  $m, \tilde{m}$ , то решение удобнее записать в виде

$$\left\{ \begin{aligned} f_1 &= (2 - m^+) / (m^+ l_H), & f_2 &= -(m^- l_H) / (2 l_{12} l_K), & m^+ &= m + \tilde{m}, \\ l_H &= -(1 + m^+ (2 - m^+) / (m^+)^2) l_{12}, & l_K &= -m^+ l_H / 2 - l_{12}, & m^- &= m - \tilde{m}. \end{aligned} \right.$$

Поскольку в реальных системах существует некоторый разброс по импульсам, то кроме самого решения (4) определенный интерес представляет матрица хроматических aberrаций, определяемая соотношением  $Q(\rho) = Q(\rho_0) + \rho_0 dQ/d\rho(\rho_0) \delta\rho = Q(\rho_0) + R \delta\rho$ , где  $\delta\rho$  - относительное отклонение импульса от расчетного значения. Вычисляя необходимые производные и подставляя в них решение, получаем

$$R = \begin{bmatrix} 2 - m^+ / 2 - m & l_H (2 - m^+) & 0 & 0 \\ 1/l_K (1 - m^+ / 2) - q_{21} & (1 + l_H / l_K (1 - m^+ / 2) - 1/m) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \text{соотношения аналогичные} & \\ 0 & 0 & \text{с заменой } m, q_{21} \rightarrow \tilde{m}, q_{43} \end{bmatrix}.$$

**Триплет** ( $n=3$ ). Коэффициенты увеличения, одинаковые в обеих плоскостях, можно получить в объективах, состоящих из трех и более линз. Для триплета получаем, что  $m < 0$ ;  $q_{21}, q_{43}$  так же, как в дублете, не могут быть равны 0 одновременно;  $f_1, f_3$  должны быть одного знака, а  $f_2$  - противоположного. Решение имеет вид

$$\left\{ \begin{aligned} f_1^2 &= \frac{m-1}{m} \frac{l_{23} (1_H + 1_{12})}{l_H^2 l_{12} (1_{12} + l_{23})}, & f_2^2 &= \frac{m-1}{m} \frac{(l_{23} + l_{12})}{l_{12} l_{23} (1_H + 1_{12})}, \\ f_3^2 &= m(m-1) \frac{l_{12} (1_H + 1_{12})}{l_K^2 l_{23} (1_{12} + l_{23})}, & m &= - \frac{l_K + l_{23}}{l_H + l_{12}}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

Последние соотношения в зависимости от постановки задачи могут рассматриваться либо как уравнения для вычисления  $m$ , либо как требования к геометрии объектива, если  $m$  фиксировано. Вычисление матрицы хроматических aberrаций дает

$$\left\{ \begin{aligned} R_{11} &= 2(1-m)(1 + l_{12} f_1), & R_{21} &= - \frac{(1-m)}{m} \frac{1}{l_H} \left\{ 1 + m \frac{l_{12}}{l_K} (1 - 2l_H f_1) \right\} - q_{21}, \\ R_{12} &= 2(1-m) \left\{ (l_H + 1_{12}) + l_H l_{12} f_1 \right\}, & R_{22} &= 2 \frac{(1-m)}{m} \frac{1}{l_H} \left\{ 1 - m \frac{l_{12} l_H}{l_K} f_1 \right\}, \end{aligned} \right.$$

в вертикальной плоскости aberrации имеет тот же вид с заменой  $f, q_{21} \rightarrow -f, q_{43}$ .

**Квартет** ( $n=4$ ). Квартет является минимальной магнитной системой, состоящей из квадрупольных линз, которая позволяет получить объектив с полностью диагональной матрицей  $Q$  и равными значениями коэффициентов увеличения в обеих плоскостях. Решение соответствующей системы уравнений дает

$$\left\{ \begin{aligned} f_1^2 &= \frac{m-1}{m} \frac{1}{l_{12} l_{23}} \frac{l_{23} + l_{34}}{l_{23} + l_{12}}, & f_2^2 &= \frac{m-1}{m} \frac{1}{l_{12} l_{23}} \frac{l_{23} + l_{12}}{l_{23} + l_{34}}, \\ f_3^2 &= f_1 / m, & f_4^2 &= f_2 / m, & l_{23} &= -l_H m - l_K / m, & m &= -l_{34} / l_{12}. \end{aligned} \right. \quad (6)$$



Как видно из решения, в квартете  $m < 0$ ,  $f_1 f_3 > 0$ ,  $f_2 f_4 > 0$ ,  $f_1 f_2 < 0$ . Матрица хроматических aberrаций для горизонтальной плоскости имеет следующий вид:

$$\begin{cases} R_{21} = 2(1-m)(f_3 + f_4 + \frac{1-m}{m} \frac{1}{l_{23}}) l, & R_{22} = l_H R_{21} - 2 \frac{1-m}{m} (1+f_4 l_{34}), \\ R_{11} = -m^2 R_{22}, & R_{12} = l_H R_{11} + 2(1-m)(l_{12} - l_K (1+f_4 l_{34})) l. \end{cases}$$

Для вертикальной плоскости матрица aberrаций получается путем замены  $f_i \rightarrow -f_i$ .

Точность решений, получаемых по вышеприведенным формулам, ограничивается применимостью тонколинзового приближения. Однако даже при невыполнении этого требования полученные формулы служат хорошим начальным приближением для расчета объективов с моделями "толстых" линз.

**Примеры.** Пусть имеется набор квадрупольных линз длиной 40 мм, радиусом апертуры 5 мм и максимальным полем на полюсе магнита - I Тл. Требуется построить объектив длиной 4 м, состоящий из набора таких линз, с минимальными коэффициентами линейного увеличения. Минимально допустимое расстояние  $l_K = 100$  мм, а между линзами - 50 мм. Транспортируемый пучок имеет следующие характеристики на входе: импульс частиц - 80 МэВ/с, эмиттанс в каждой из плоскостей -  $\epsilon_x = 0,01$  мм\*0,1 мрад.

В таблице 1 приведены результаты, полученные по формулам (4)-(6) - верхние строки и полученные с помощью программы TRANSPORT/3/ - нижние строки.

Таблица 1

Параметры Объективы	-m	$\tilde{m}$	$V_1$	$V_2$	$V_3$	$V_4$	$l_H$	$l_{12}$	$l_{23}$	$l_{34}$
Дублет	.0617	.0162	3.7	-5.8	—	—	3850	50	—	—
	.0703	.0145	4.803	-7.24	—	—	3850	50	—	—
Триплет	.0390	.0390	2.0	-5.5	4.2	—	3800	50	50	—
	.0393	.0393	3.652	-7.43	5.490	—	3800	50	50	—
Квартет	.0429	.0429	.27	-.25	3.96	-5.83	353	1165	2332	50
	.0429	.0429	.1418	-.237	4.825	-7.20	50	1590	2210	50

Длины в таблице приведены в мм, поля в кГс; длина  $l_K = 100$  мм. Пространственная огибающая пучка во всех примерах много меньше апертуры линз.

Хроматические aberrации  $R_{ij}$ , вычисленные в тонколинзовом приближении и с помощью той же программы TRANSPORT -  $T_{ij}$ , приведены в табл. 2 (для  $\Delta p/p$ , заданных в процентах).

Таблица 2

Параметры Объективы	$R_{11} T_{11}$	$R_{12} T_{12}$	$R_{21} T_{21}$	$R_{22} T_{22}$	$R_{33} T_{33}$	$R_{34} T_{34}$	$R_{43} T_{43}$	$R_{44} T_{44}$
Дублет	.02 .02	.08 .08	.15 .16	.58 .61	.02 .02	.08 .08	.29 .28	1.0 1.1
Триплет	.01 .01	.05 .05	.03 .03	.20 .14	.03 .03	.11 .12	.24 .25	.87 .94

Приведенная методика позволяет конструировать оптические объективы с оптимальными свойствами. В заключение отметим, что матрицы хроматических aberrаций были получены с помощью программы аналитических вычислений NECAS/4/.

#### Л и т е р а т у р а

1. Дымников А. Д. Проблемы ионной оптики микронзондов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Общая и ядерная физика. М., 1987, вып. 1(37).
2. Волков Б. С. и др. Препринт ИФВЭ 82-196, Серпухов, 1986.
3. Brown K. S. et al. Preprint CERN 80-4, Geneva, 1980.
4. Грудцин С. Н., Ларин В. Н. Препринт ИФВЭ 87-26, Серпухов, 1987.

## МОДУЛЬНАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ МАТЕМАТИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА СИЛЬНОТОЧНЫХ ПУЧКОВ

Ю.К. Батыгин

Московский инженерно-физический институт

При разработке электрофизических установок с интенсивными пучками возникает большое число задач, связанных с численным исследованием динамики сильноточных пучков. Современное математическое моделирование заряженных пучков слабо обеспечено стандартизованными алгоритмами и программами. Следствием этого является высокий процент дублирования программ, неоправданно высокие затраты на стадии эксплуатации математического обеспечения. В последнее время наметилась тенденция к использованию нового подхода /модульно-структурное программирование [1] / к разработке программ, позволяющего существенно повысить производительность программирования при одновременном улучшении надежности и качества программ. Метод основан на разделении общей задачи на небольшие независимые подзадачи /модули/, которые затем комбинируются для получения необходимых версий программной структуры. В настоящей работе рассмотрено применение данного метода к созданию математического обеспечения для расчета сильноточных пучков.

Рассмотрим класс задач, связанный с моделированием сильноточных пучков в линейных резонансных ускорителях и системах транспортировки методом макро-частиц. Указанная проблема представляет собой задачу Коши

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{f}(\vec{x}, t), \quad \vec{x}(t_0) = \vec{x}_0, \quad (1)$$

где  $\vec{x}(t)$  - вектор координат-импульсов макрочастиц,  $\vec{f}(\vec{x}, t)$  - вектор правых частей, включающий электромагнитное поле, действующее на частицы,  $t$  - независимая переменная. Решение указанной проблемы может быть представлено как последовательность выполнения стандартных операций:

$$B_1 \rightarrow B_2 \rightarrow B_3 \rightarrow \dots \rightarrow B_K, \quad (2)$$

в число которых входит моделирование начального распределения  $\vec{x}(t_0)$ , вычисление электромагнитного поля  $\vec{F}(\vec{x}, t)$  и интегрирование уравнений движения. Каждый из этапов допускает дальнейшее расчленение. Так, на практике используют разделение поля  $\vec{F}$  на собственное поле пучка  $\vec{F}_1$ , внешнее  $N$ -поле  $\vec{F}_2$  и поле фокусирующих элементов  $\vec{F}_3$ :

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \vec{F}_3. \quad (3)$$

Общее количество стандартных этапов моделирования  $K$  обычно составляет 3 - 10. На практике невозможно заранее указать наиболее оптимальное сочетание модулей для каждого конкретного случая, поэтому для создания гибкого математического обеспечения требуется разветвленная сеть модулей.

Одно из существенных преимуществ модульной структуры - возможность реализации большого числа версий системы при относительно небольшом числе

базовых элементов. Предположим, что каждый из стандартных этапов запрограммирован  $M$  стандартными модулями. Представим модульную библиотеку в виде

$$\begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} & \dots & B_{1k} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} & \dots & B_{2k} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} & \dots & B_{3k} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ B_{m1} & B_{m2} & B_{m3} & \dots & B_{mk} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где  $B_{ij}$  -  $i$  - й модуль, реализующий  $j$  - й стандартный этап моделирования. Из представления (4) следует, что общее количество модулей в библиотеке  $P = M \cdot K$ , а число реализуемых версий системы  $H = M^K$ . Отсюда видно, что уже при  $M \geq 3$  может быть достигнуто  $H \gg P$ .

В настоящее время на кафедре электрофизических установок МИФИ для целей последовательного и систематического изучения динамики интенсивных пучков развита модульная библиотека на языке ФОРТРАН ЕС ЭВМ. Основу библиотеки составляют стандартные модули расчета поля объемного заряда пучка в двумерных  $XY, RZ$  и трехмерных  $XYZ$  координатах. Расчеты проводятся сеточными методами с использованием аналитического представления потенциала или конечно-разностной аппроксимации уравнения Пуассона. Для расчета внешних полей используется известное из предварительных расчетов распределение потенциала на образующей канала. Блок инжекции реализует различные распределения в многомерном фазовом пространстве: микроканоническое, "вольной мечок", гауссово. Разработанные модули поддерживаются обширной библиотекой численного анализа. Общий объем библиотеки - 6000 строк ФОРТРАН-текста.

Каждый библиотечный модуль представляет собой хорошо документированную программу, удовлетворяющую следующим требованиям: решение законченной физической или математической задачи, независимость от контекста вызывавшей программы, возможность сопряжения с другими модулями, всесторонняя апробация. При отборе программ предпочтение отдавалось опубликованным в научной периодике стандартным алгоритмам, прошедшим многократное тестирование. Доля таких алгоритмов составляет 70% объема библиотеки.

Разработанная модульная библиотека предназначена для исследования важных на практике процессов: транспортировки сильноточных пучков в длинных фокусирующих каналах с жесткой фокусировкой; динамики формирования и ускорения заряженных сгустков в ускоряюще-фокусирующих каналах с квадратичной фокусировкой и фокусировкой продольным магнитным полем. Задание конкретных программ динамики частиц по указанной схеме показывает, что применяемые стандартные процедуры составляют до 60% объема программ, при этом осуществляя 20% необходимых для стыковки стандартных модулей и реализации операторов ввода-вывода.

Автор выражает благодарность Л.К.Майорову, М.С.Борону, А.А.Ильину за постоянное внимание и поддержку в работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. Л. Ван Гассел. Стиль, разработка, эффективность, отладка и испытание программ. Пер. с англ. М.: Мир, 1985.

ПЕРЕРАБОТКА ПРОГРАММЫ "ТРАНСПОРТ" ДЛЯ ОПИСАНИЯ  
ДИНАМИКИ ПУЧКА В СИЛЬНОТОЧЕНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

М.И. Капчинский, И.Л. Коренев, Л.А. Рогинский  
Московский радиотехнический институт АН СССР

Разработка алгоритма для расчета динамики интенсивных пучков осуществляется путем развития известной программы "ТРАНСПОРТ" [1]. При сохранении весьма совершенной и удобной формы по вводу, выводу и обработке информации содержание алгоритма радикально изменено, и поэтому алгоритму дано новое название "ТРАКТ". Изменения осуществлены по двум направлениям: во-первых, включены новые элементы транспортного канала, например, поворотный магнит с продольным магнитным полем, во-вторых, учтено действие сил пространственного заряда.

Идейной основой алгоритма является описание движения частиц в шестимерном фазовом пространстве: каждой частице ставится в соответствие вектор фазовых координат  $\vec{X} (x, x', y, y', z, \Delta p/p)$ , где  $x$  и  $y$  - поперечные отклонения,  $x'$  и  $y'$  - углы наклона вектора скорости к текущему направлению равновесной траектории, причем штрихи означают дифференцирование по длине пути  $s$ ,  $z$  - продольное отклонение,  $\Delta p/p$  - относительное отклонение продольного импульса от равновесного значения. Сгусток частиц в фазовом пространстве находится внутри шестимерного гиперэллипсоида  $\vec{X} \hat{C}^{-1} \vec{X} = 1$ , где  $\sim$  означает транспонирование,  $\hat{C}^{-1}$  - обратная сигма-матрица сгустка, так что размеры сгустка по соответствующим осям равны  $\sqrt{C_{qq}}$ .  $C_{qq}$  - диагональные элементы матрицы  $\hat{C}$ . Уравнения движения частиц представляются в виде  $\dot{\vec{X}} + (\hat{A} + \delta \hat{A}) \vec{X} = \vec{F}$ , где матрица  $\hat{A}$  описывает силы в идеальной системе, а матрица  $\delta \hat{A}$  и вектор  $\vec{F}$  учитывают воздействие параметрических (некогерентных) и внешних (когерентных) возмущений соответственно.

Основной особенностью динамики частиц в поворотном магните с продольным магнитным полем является наличие двух различных частот поперечных колебаний. При достаточно сильном продольном поле одна из частот существенно превышает другую, а поперечное движение имеет характер дрейфа в скрещенных полях, причем в роли вызывающей дрейф силы выступает и поперечное магнитное поле, и силы пространственного заряда, и неуравновешенная часть центробежной силы при  $\Delta p \neq 0$ . Решая уравнения движения с учетом продольного магнитного поля и поперечных сил в отсутствие погрешностей ( $\delta \hat{A} = 0$  и  $\vec{F} = 0$ ), найдем матрицу фундаментальных решений  $\hat{R}$  (ею также называют матрицей перехода) для поворотного магнита с продольным полем:

$$\vec{X}(s) = \exp \left\{ - \int_{s_0}^s \hat{A}(q) dq \right\} \vec{X}(s_0) = \hat{R}(s, s_0) \vec{X}(s_0). \quad (1)$$

Для однородного элемента матрица  $\hat{A}$  не зависит от  $s$ , и поэтому  $\hat{R}(s, s_0) = \hat{R}(s - s_0)$ . Кроме того, как и в прямом соленоиде, необходимо учесть краевые магнитные поля на входе и выходе элемента.

Наиболее серьезную задачу представляет собой учет эффектов собственного поля сгустка частиц. Использование метода макрочастиц представляется нежелательным из-за весьма большого необходимого счетного времени на ЭВМ. Собственное поле разбивается на сумму двух слагаемых: внутреннего поля сгустка и полей, отраженных от стенок вакуумной камеры и полюсов магнитов. Обусловленная внутренним полем некогерентная сила обратно пропорциональна квадрату энергии частиц из-за компенсации электростатического расталкивания магнитоэстатическим сжатием и влияет только на движение частиц относительно центра масс. Силы,

обусловленные отраженными полями, практически не зависят от энергии частиц. Предполагается, что они влияют лишь на усредненное когерентное движение сгустка. Вектор фазовых координат также разбивается на два слагаемых:  $\vec{X} = \vec{X}_C + \vec{X}_N$ , где  $\vec{X}_C$  описывает координаты центра сгустка,  $\vec{X}_N$  - координаты частицы относительно центра. Вектор  $\vec{X}_C$  дается решением (I), а в матрице перехода когерентного движения  $\hat{R}_C(s, s_0)$  учтены в линейном приближении поля изображений. Эти поля могут иметь существенно разный вид в зависимости от типа ускорителя, геометрии и материала камеры и других факторов. Требование устойчивости когерентного движения ограничивает ток пучка при заданной величине продольного поля.

Относительное движение в общем случае носит нелинейный характер из-за действия собственных сил. Однако при достаточно высоких энергиях пучка внутренние собственные силы малы и ими можно пренебречь. В результате некогерентное движение может быть описано матричным методом. Преобразование сигма-матрицы относительного движения представляется в виде  $\hat{G}(s) = \hat{R}(s, s_0) \hat{G}(s_0) \hat{R}^{-1}(s, s_0)$ , где  $\hat{R}(s, s_0)$  - матрица перехода без учета собственных сил.

При низких энергиях учет собственных внутренних сил необходим. Для этого используется модель сгустка частиц (равномерно заряженный по объему трехосный эллипсоид), в которой форма сгустка сохраняется и собственные внутренние силы остаются линейными. Эволюция сгустка под действием этих сил в сочетании с линейными внешними силами происходит таким образом, что в каждой точке канала граница сгустка в фазовом пространстве описывается уравнением  $\vec{X}_N \hat{G}^{-1} \vec{X}_N = 1$ , а элементы матрицы  $\hat{G}(s)$  удовлетворяют системе нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений типа уравнений огибающих [2, 3]:  $\hat{G}' + \hat{G} \hat{A}_N + \hat{A}_N \hat{G} = 0$ , где в матрице  $\hat{A}$  учтено действие собственных внутренних сил. Решение этой системы осуществляется в программе "ТРАКТ" численными методами. Оно требует значительно меньшего объема вычислений, чем при использовании алгоритмов, основанных на методах крупных частиц. Однако оно существенно медленнее, чем матричное решение линейной системы уравнений.

Неточности изготовления и установки отдельных элементов транспортного канала и отклонения параметров источников питания от расчетных значений возмущают движение частиц. Для когерентной составляющей движения имеет место рекуррентное соотношение  $\vec{X}_{C,k} = \hat{R}_{C,k} \vec{X}_{C,k-1} + \vec{C}_k$ , где  $\hat{R}_{C,k}$  - матрица перехода центра для k-го элемента, учитывающая действие отраженных полей, вектор  $\vec{C}_k$  характеризует действие когерентных погрешностей в k-м элементе. Если фокусирующий элемент содержит продольное поле, то предыдущее соотношение должно быть применено отдельно к краям элемента и его внутренней части. Вектор возмущения внутренней части однородного элемента определяется выражением  $\vec{C}_k = \int \hat{K}_C^{(i)}(s, q) \vec{F}(q) dq$ , где  $\vec{F}(s)$  - вектор возмущений в 6-мерном фазовом пространстве, содержащий информацию об ошибках поперечных магнитных полей и отклонениях оси симметрии проводящих экранов.

Расчет влияния некогерентных погрешностей (градиентов поперечных магнитных полей, напряженности продольного магнитного поля и др.) полностью основывается на методике, принятой в программе "ТРАНСПОРТ".

На основе изложенной здесь схемы построения алгоритма осуществлена его программная реализация "ТРАКТ" на языке Фортран. Программа отлажена, апробирована и использована для расчета различных вариантов криволинейных транспортных каналов для интенсивных пучков.

#### Л и т е р а т у р а

1. Врев К.В., Ивату В.И. - ЭТЭ, 1966, т. 36, вып. 6, с. 588-596.
2. Ярковой О.И. - ЭТЭ, 1966, т. 36, вып. 6, с. 588-596.
3. Рогинский Л.А. - ЭТЭ, 1979, т. 49, вып. 4, с. 709-716.

ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ПРОДОЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ НЕУРАВНОВЕШЕННОГО ПУЧКА В ПЕРИОДАХ РАБОТЫ ЛУЧ

А. В. Ширнов

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

Для расчета продольной динамики пучка с заданной формой импульса тока она использована разработанная в работе [1] методика, позволяющая учесть изменение форм-фактора, заряда и взаимного положения различных сгустков импульса, формируемых и ускоряемых в секциях с переменной геометрией. Расчеты проводились как для работающего в настоящее время ЛЭ "Факел" с группирующей секцией [2] длиной 2,2 м (1 вариант), так и для проектных его вариантов с коротким волноводным группирователем длиной 67 см (вариант 2) [3] и длиной 47 см (вариант 3, см. [4]).

На рис. 1 представлены формы аппроксимированного реального (заряд импульса три нкА) и идеального ( $Q_{\text{вх}} = 200$  нкА) импульсов, задаваемых при численном моделировании. В результате расчетов обнаружилось нарушение монотонности зависимостей средней фазы и энергии сгустка от его номера для непрямоугольной формы импульса тока (см. рис. 2). Как видно из табл. 1, такое нарушение монотонности приводит, как правило, к заметному уменьшению общего энергетического разброса в импульсе на полувысоте спектра  $(\Delta W/W)_{1/2}$ . Анализ проведенных расчетов показал, что степень влияния формы импульса тока на величину  $(\Delta W/W)_{1/2}$  зависит от выбранного типа группирователя и максимална для 1-го варианта (уменьшение разброса более чем вдвое), а минимальна для 3-го варианта (см. табл. 1). Кроме того, это влияние более заметно для импульса тока с более крутым передним фронтом (при  $Q \approx \text{const}$ ).

Таблица 1

Группирователь время заоч- нения	Форма импульса тока (рис. 2)	нкА $Q_{\text{вх}}$	нкА $Q_{\text{вых}}$	МэВ $W_{\text{вых}}$	$(\Delta W/W)_{1/2}$
400	1	100	100	70	1.0
		150	104	70	1.0
		200	156	70	1.0
		217	170	63	0.7
7	2*	100	100	64	1.0
		150	156	67	1.1
		200	200	64	1.0
		217	170	63	0.7
50	3	100	100	67	1.1
		150	140	67	1.1
		200	190	67	1.1
		217	190	67	1.1

\* Здесь предполагалось, что инжектируемый пучок монохроматичен, т.е. однородность сгустков 3 рад.

Причину такого качественного отличия нагрузок током при различных формах импульса (см. рис. 2) можно объяснить путем анализа изменений распределения плотности поля излучения по длине структуры. Действительно, если рассмотреть импульс с более крутым передним фронтом, то на первой части импульса его распределение будет иметь выгибность вверх по сравнению с импульсом для прямоугонной формы, а в конце импульса из-за дрейфа поля - вниз. Это приводит к тому, что относительное уменьшение нагрузки током в конце импульса (оно же влияет на временной (внутриимпульсной) энергетический разброс  $\delta E_e$ , чем увеличивается нагрузка током в начале импульса, когда величина прошедшего через структуру заряда не так велика). Эффект может усиливаться в структурах переменной геометрии, особенно начальной части группирователя (вариант 1), на которой возникает различия в средних фазах сгустков и, кроме того, значительной скорости дрейфа отвечает более значительные значения в остальной части структуры.

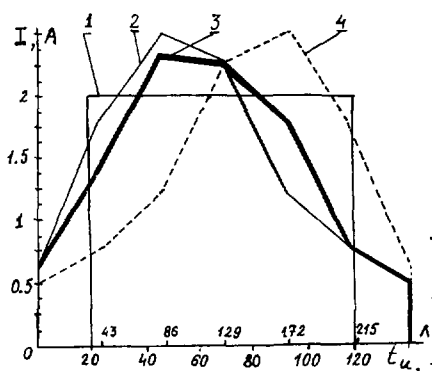


Рис.1. Аппроксимация различных форм импульса тока: 1- для прямоугольной формы,  $Q_{\theta x} = 208 \text{ нКл}$ , 2 - 4 - для существующих форм импульса тока на ДУЭ "Факел",  $Q_{\theta x} = 217 \text{ нКл}$ .

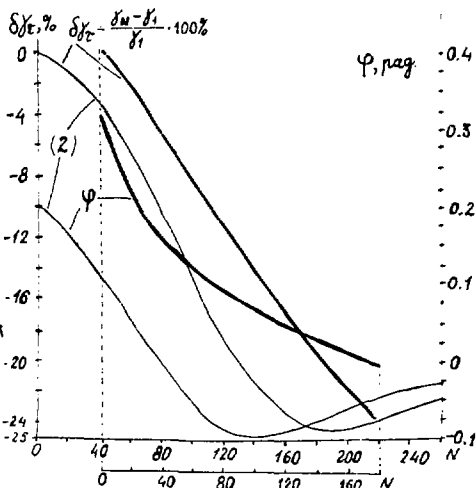


Рис.2. Зависимости относительного изменения средней энергии сгустков  $\Delta E_c$  и фазы  $\varphi$  от номера сгустка на выходе ускорителя для идеальной (жирные кривые) и реальной формы импульса тока (см. рис.1, кривая 2).

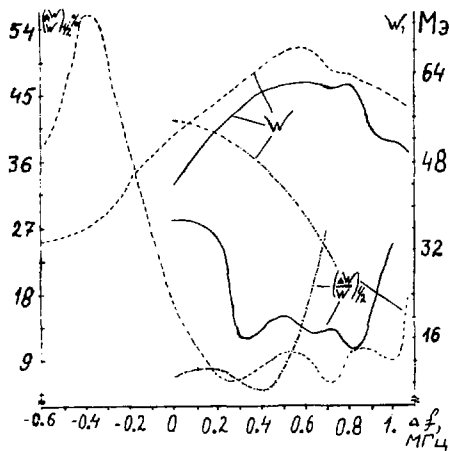


Рис.3. Зависимости средней выходной энергии и энергетического разброса при  $Q_{\theta x} = 174 \text{ нКл}$ ,  $t_{\text{max}} = 144 \text{ нс}$ ,  $\Delta f_{21} = f_2 - f_1 = 0,9 \text{ МГц}$  (сплошные кривые);  $Q_{\theta x} = 87 \text{ нКл}$ ,  $t_{\text{max}} = 72 \text{ нс}$  (пунктир);  $Q_{\theta x} = 120 \text{ нКл}$ ,  $t_{\text{max}} = 144 \text{ нс}$ ,  $\Delta f_{21} = 0$  (штрихпунктир).

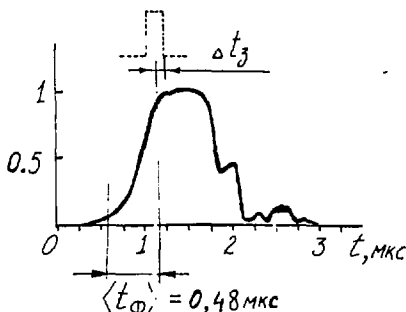


Рис.4. Взаимное положение импульса тока (пунктир) и СВЧ-оглабляющей.

равенство в спектре сильно зависит и от выбора рабочей частоты генератора  $f_p$ . Так, из расчетов для  $\omega = 2\pi$  вырывается условие, что для  $\Delta f = f_p - f_1 = \nu \Delta \omega$  ( $f_1$  - резонансная частота генератора,  $f_2$  - выходная частота, приведенные выше результаты соответствуют случаю  $\Delta f = 0$ ,  $f_1 = f_2$ ) вычисленные формы импульса тока на параметр  $(\Delta W/W) \cdot 1/2$  определяется сложением  $\delta E_c$  и величины энергетического разброса внутри отдельных сгустков  $(\Delta W/W) \cdot 1/2$  (М,  $\Delta f$ ). На рис.3 представлены расчетные зависимости энергии и энергетического разброса в плавилье от разстройки  $\Delta f$  при  $f_1 = f_2$  и  $\Delta f_{21} = f_2 - f_1 = 0,9 \text{ МГц}$  для реальной формы импульса тока (см.рис.1). Как видно из рис.3, наиболее приемлемые значения разбросов  $\Delta f = 0$ ,  $\nu = 0,8 \text{ МГц}$ .





К ВОПРОСУ О ВЛИЯНИИ НА РАДИАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ИОННОГО ПУЧКА  
 ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛЕЙ ВОЛНОВОДА

К. А. Решетникова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Одним из вариантов фокусировки ионных пучков ускоряющим полем, при сохранении азимутальной симметрии, является знакопеременная фокусировка пространственной гармоникой поля, скорость которой превышает скорость гармоники, ускоряющей частицы пучка [1]. Это позволяет снизить энергию инъекции ионов, но одновременно снижается темп ускорения и возрастает роль нелинейных сил, в связи с чем динамика пучка будет зависеть от вида распределения полей в продольном и поперечном направлениях.

В настоящем сообщении рассматривается вариант знакопеременной высокочастотной фокусировки, осуществляемый цилиндрическим волноводом с волной H-типа, в котором фазовая скорость волны ( $\beta$ ) значительно превышает скорость частиц ( $\beta_0$ ), а ускорение отсутствует. Кроме того, анализируется влияние на радиальное движение частиц ТЕМ-волны в спиральном волноводе, когда  $\beta > \beta_0$ , а также при ускорении синхронно бегущей волной ( $\beta = \beta_0$ ).

1. В цилиндрическом волноводе, где возбуждена волна  $H_{01}$ , компоненты поля следующие:

$$H_z = H_0 J_0(\kappa_2 r) \cos \psi, \quad H_r = H_0 \frac{\kappa_2}{\kappa_1} J_1(\kappa_2 r) \cos \psi, \quad E_\psi = -\beta H_r, \quad (1)$$

где  $\kappa_1^2 = \kappa_2^2(\beta^2 - 1)$ ,  $v = \beta c$  — фазовая скорость волны,  $\beta > 1$ ,  
 $\kappa_2 = \omega / v$ ,  $\psi = \omega t - \kappa_2 z$ .

Радиус волновода ( $R$ ) связан с длиной волны ( $\lambda$ ) и фазовой скоростью соотношением  $R = 3,832 \lambda \beta / (2\pi \sqrt{\beta^2 - 1})$ .

Предположим, что  $\beta \gg \beta_0$  и  $a \ll R$ , где  $\beta_0 = \frac{v_0}{c}$ ,  $v_0$  — начальная скорость частиц,  $a$  — радиус пучка. Учтем кулоновское поле пучка:  $E_r^{(k)} = 2\pi \rho_0 r$ ,  $\rho_0$  — невозмущенная плотность заряда.

Решения уравнений движения будем искать в виде суммы плавно меняющихся и быстро осциллирующих членов:  $r = \bar{r} + \tilde{r}$ ,  $z = \bar{z} + \tilde{z}$ ,  $\beta_\psi = \tilde{\beta}_\psi$ .

Для  $\tilde{\beta}_\psi$  в первом приближении имеем

$$\tilde{\beta}_\psi = -\frac{\omega \tilde{r}}{c^2} \frac{\kappa r}{2} \left(1 - \frac{\beta_0}{\beta}\right) \sin(\omega t - \kappa_2 \tilde{z}), \quad (2)$$

где  $\tilde{\omega} = \frac{\omega \tilde{r}}{m_0 c^2}$ ,  $\kappa = \frac{\omega}{c}$ ,  $E_0 = H_0$ .

Проводя усреднение по быстрым осцилляциям, аналогично [2] найдем

$$\ddot{\tilde{z}} + \kappa^2 \tilde{z} = -\tilde{\omega} r \cos^2 \psi, \quad (3a)$$

$$\ddot{\tilde{r}} = 0. \quad (3b)$$

Здесь  $\tilde{r} = \frac{r}{a}$ ,  $\tilde{\omega} = \frac{\omega \tilde{r}}{2} - \omega_0^2$ ,  $\omega_0^2 = \frac{2J}{c^2} \frac{C^2}{a^2 R^2} \dots$ ,  $\beta_0 = \frac{v_0}{c} = \frac{v_0^2}{c^2} a^2$ ,  
 $J$  — ток пучка,  $\tilde{r}_0 = \frac{m_0 c^2}{e}$ ,  $\omega_0 = (1 - \beta_0^2)^{-\frac{1}{2}}$ .

Как видно из (3a), в волноводе образуется высокочастотная потенциальная

яма, глубина которой определяется лишь величиной напряженности поля и не зависит от частоты. При  $k_1^2 a^2 \ll 1$  уравнение (3а) становится линейным и для фокусировки должно быть выполнено условие

$$\left( \frac{e \mathcal{H}_0 a}{m_0 c^2 \beta_0} \right)^2 > 16 \frac{J}{J_0 \beta_0 \sigma_0} . \quad (4)$$

Положим  $\mathcal{H}_0 = 35$  Э/см,  $a = 1,5$  см,  $\beta = 0,15$ . Тогда ток протонов  $J \approx 3$  мА. При этом фазовая скорость волны  $\beta = 4,5$ , радиус волновода  $R = 6,0$  см при длине волны  $\lambda = 10$  см, требуемая ВЧ-мощность  $P \approx 0,5$  МВт. Что касается электронов, то условие (4) выполняется при  $\beta_0 = 2$  для токов  $J \leq 40$  А.

Таким образом, этот вариант фокусировки может найти применение для транспортировки слаботоочных ионных пучков.

2. Рассмотрим влияние на радиальное движение частиц ТЕМ-волны, где имеются все шесть компонент электромагнитного поля. Такие волны распространяются с низкой фазовой скоростью в спиральных волноводах, при этом в связи с малой дисперсностью системы геометрические параметры волновода слабо зависят от частоты.

Составляющие поля в области  $r \leq a_1$ , где  $a_1$  - радиус спирали, выражаются так [3]:

$$\vec{E}_z = E_0 \vec{I}_0(\kappa_2 r) \cos \psi, \quad \vec{E}_r = E_0 \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \vec{I}_1(\kappa_2 r) \cos \psi, \quad \vec{H}_\varphi = \beta E_0 \vec{I}_1(\kappa_2 r) \sin \psi, \quad (5)$$

$$H_z = E_0 \cdot \Delta, \quad H_r = E_0 \cdot \Delta, \quad E_\varphi = -\beta E_0 \cdot \Delta,$$

где  $\Delta = \sqrt{\frac{k_1(x_1) I_0(x_1)}{I_1(x_1) k_2(x_1) \eta}}$ ,  $x_1 = \kappa_1 a_1$ ,  $x_2 = \kappa_2 a_2$ ,

$$\kappa_1^2 = \kappa_2^2 - \kappa^2, \quad \kappa_1 = \frac{\omega}{v}, \quad \kappa = \frac{\omega}{c}, \quad \psi = \omega t - \kappa z,$$

$a_2$  - радиус кожуха,  $v$  - фазовая скорость волны,  $\beta = v/c < 1$ ,

$$\eta = \frac{1 - \frac{I_0(x_1) k_2(x_2)}{I_1(x_2) k_1(x_1)}}{1 - \frac{I_1(x_2) k_2(x_2)}{I_0(x_1) k_1(x_1)}}, \quad \text{при этом} \quad \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{x_1}{x_2}} \approx 1 \quad \text{и} \quad \frac{1}{\eta} \sqrt{\frac{x_2}{x_1}} \approx 1,$$

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\varphi$  - угол намотки спирали. В случае, когда фазовая скорость волны в спиральном волноводе значительно превышает скорость частиц, условие радиальной устойчивости имеет вид

$$\Omega^2 = \frac{\omega_0^2}{4} \left[ \left( \frac{\Delta^2}{2} - 1 \right) + \frac{(1 - \beta^2)^2}{2 \beta^2} \right] - \omega_0^2 > 0. \quad (6)$$

Оно выполняется, например, при  $E_0 = 10$  кВ/см,  $a_1 = 1$  см,  $a_2 = 2$  см,  $\beta = 0,7$ ,  $\beta_0 = 0,1$ ,  $\lambda_0 = 15$  см,  $\varphi = 36^\circ$ , когда  $\Delta^2 = 14$ ,  $P = 10$  кВт для тока протонов  $\ll 3$  мА.

При ускорении ионов синхронно бегущей волной ( $\beta = \beta_{\text{ион}}$ )  $H_z$ -компонента поля волны будет способствовать радиальной устойчивости пучка. При данной амплитуде  $E_0$  величина  $H_z$ -компоненты определяется коэффициентом  $\Delta$ . Отметим, что  $\Delta \sim 1$  при  $x_1 \gg 1$  и  $\Delta \gg 1$  при  $x_1 \ll 1$ . Это означает, что в случае  $x_1 \gg 1$  для фокусировки требуется внешнее магнитное поле  $\vec{H}_z$ . Однако с уменьшением  $x_1$  наличие  $H_z$ -компоненты поля волны может снизить требования к величине индукции внешнего магнитного поля (на  $10^3$  при  $f = 60$  МГц,  $\beta = 0,15$ ,  $E_0 = 10$  кВ/см,  $a_1 = 1$  см,  $a_2 = 4$  см,  $\vec{H}_z = 4,5 \cdot 10^3$  Э, ВЧ-мощность  $P \approx 2$  МВт).

Поскольку  $H_z = E_z \cdot \Delta$  растет с ростом скорости волны, то с ускорением частиц требования к величине внешнего фокусирующего поля  $H_z$  еще снижаются.

В случае  $\chi_e \ll 1$  могут быть условия, когда радиальная устойчивость обеспечивается самим ускоряющим полем. В линейном приближении для этого необходимо

$$\frac{e E_0 a_1 \sin^2 \psi_s}{m c^2 r (k_0 a_1)^2 \delta \cos \psi_s} > 1. \quad (7)$$

Здесь  $\delta = \gamma \int_0^1 J_0(k_0 a_1 r) dr$ ,  $\psi_s$  — синхронная фаза. Условие (7) выполняется для протонов с  $\beta_e \ll 1$  лишь для низких частот ( $f < 15$  МГц) и большой ВЧ-мощности ( $P \geq 30$  МВт).

Рассмотрим влияние нелинейности, т.е. случай таких  $k_0 a_1 \leq 1$ , когда в разложении функций Бесселя необходимо сохранить квадратичные члены. Уравнение радиальных колебаний будет

$$\frac{d^2 r'}{dt^2} + \Omega^2 r' = -\beta_e r'^3, \quad (8)$$

где  $r' = \frac{r}{a_1}$ ,  $r$  — отклонение от оси,  $\Omega^2 = \Omega_e^2 - \Omega_m^2$ ,

$$\Omega_m^2 = \frac{(\omega_e^+ + \omega_e^- \Delta \sin^2 \psi_s)^2}{4}, \quad \omega_e^{\pm} = \frac{\omega_e \omega_{\pm}}{2 \beta_e \sigma^2} \cos \psi_s,$$

$$\omega_e = \frac{1}{8} \left[ \omega_e^+ \omega_e^- \Delta \sin^2 \psi_s + \omega_e^{\pm 2} \Delta^2 \sin^2 \psi_s - \frac{\omega_e^+ \omega_e^- \cos^2 \psi_s}{2 \beta_e \sigma^2} \right] k_0^2 a_1^2,$$

$$\omega_e^+ = \frac{e E_0}{m c \sigma}, \quad \omega_e^- = \frac{e E_0}{m c \sigma}.$$

Из первого интеграла уравнения (7) следует, что при  $\frac{\mu}{\sigma^2} \ll 1$  максимальное отклонение от оси уменьшается по сравнению со случаем  $\mu = 0$  для  $\mu > 0$  и увеличивается для  $\mu < 0$ :

$$r'_m = \sqrt{\frac{k_0 a_1}{\Omega^2}} \left( 1 - \frac{\mu}{2 \beta_e \sigma^2} + \frac{\mu^2}{4 \Omega^2} \right),$$

где  $r'_m = r'_m(t)$ ,  $r'_m \leq 1$ .

Представляет интерес вариант, когда для некоторого набора параметров уравнение (8) будет иметь вид

$$\frac{d^2 r'}{dt^2} - \eta^2 r' = -\beta_e r'^3. \quad (9)$$

Здесь  $\eta^2 = (\Omega_e^2 - \Omega_m^2)$ .

Решение (9) известно [4]:

$$r' = \frac{r_0}{c h (n t + \varphi)}, \quad (10)$$

где  $c = \sqrt{\frac{2}{\eta}}$ ,  $\varphi = \arctan \left( \frac{r_0}{\Omega_m} \right)$ ,  $r_0$ ,  $\varphi$  — начальные значения

$r'$  и  $\frac{dr'}{dt}$ , при этом  $\left| \frac{r_0}{\Omega_m} \right| \leq 1$ .

Как следует из (10), отклонение частицы от оси со временем затухает. Это решение справедливо для  $\Omega_e^2 > \Omega_m^2$  и  $\mu > 0$ , что приведет к условиям

$$\beta \leq 2 \alpha_1 \sin \alpha_2 \sin \alpha_3, \quad \text{т.е.} \quad \bar{H}_z \leq 2 H_z, \quad (\text{IIa})$$

$$2 \frac{\beta^2 \sin^2 \alpha_1 \sin^2 \alpha_2 \sin^2 \alpha_3}{\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2} \geq 1. \quad (\text{IIб})$$

Условия (II) выполняются для протонов, например, при  $\beta = 0,15$ ,  $E_0 = 10$  кВ/см,  $f = 30$  МГц,  $\alpha_1 = 70^\circ$ ,  $\alpha_2 = 1$  см,  $\alpha_3 = 4$  см,  $H_z = 1500$  Э,  $\Delta^2 = 800$ ,  $P = 8$  МВт. При работе на более высоких частотах, когда  $\Delta \rightarrow 1$ , для условия существования решения в виде солитона требуемая величина внешнего магнитного поля может быть меньше, но тогда  $\beta \rightarrow \frac{H_z}{2}$ .

В процессе численного решения системы уравнений движения для некоторого ансамбля частиц вычислялся среднеквадратичный эмиттанс пучка [5].

Рассматривались два варианта: движение ионов с  $\beta = 0,15$  в поле ТЕМ-волны, описываемой соотношениями (5) для параметров, удовлетворяющих условиям (II), когда  $\beta_1^2 > \beta_2^2$ ,  $\mu > 0$ , и для  $\beta_1^2 > \beta_2^2$ ,  $\mu > 0$ . Расчеты показали, что на длине  $\sim 1$  м при одинаковых параметрах пучка и волны отношение  $\epsilon_1/\epsilon_2 \sim 1$ . Это означает, что фокусировка за счет значительной величины внешнего магнитного поля более действенна, чем за счет нелинейности  $H_z$ -компоненты поля волны (рис. 4).

Таким образом, при ускорении ионов в спиральном волноводе величина внешнего магнитного поля, требуемого для фокусировки, может быть уменьшена из-за наличия продольного магнитного поля волны, а в некоторых случаях радиальная устойчивость пучка обеспечивается самой волноводной системой, однако требуемая для этого мощность генератора оказывается весьма значительной.

#### Л и т е р а т у р а

1. Шальнов А.В., Баев В.К., Гаврилов Н.М. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физ.эксперимента, в.2(23), 1985, с.28-33.
2. Гапонов А.В., Миллер М.А. -ЖЭТФ, т.34, с.751, 1958.
3. Ахизер А.И., Файнберг Я.Б. УФН, т.XLV, в.3, 1951, с.322-368.
4. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. Наука, М., 1976.
5. Калашников В.В., Пальмская М.Л., Петренко В.В. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, Д9-87-105, 1987, т.1, с.421.

## СИСТЕМА ПРОГРАММ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ

О.Н. Борисов, Г.А. Карамышева, В. В. Кольга, О. В. Ломакина

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Э.Трейбал, М.Читак

Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж, ЧССР

В Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований совместно с Институтом ядерной физики ЧСАН была создана система программ для численного моделирования динамических процессов в циклических ускорителях.

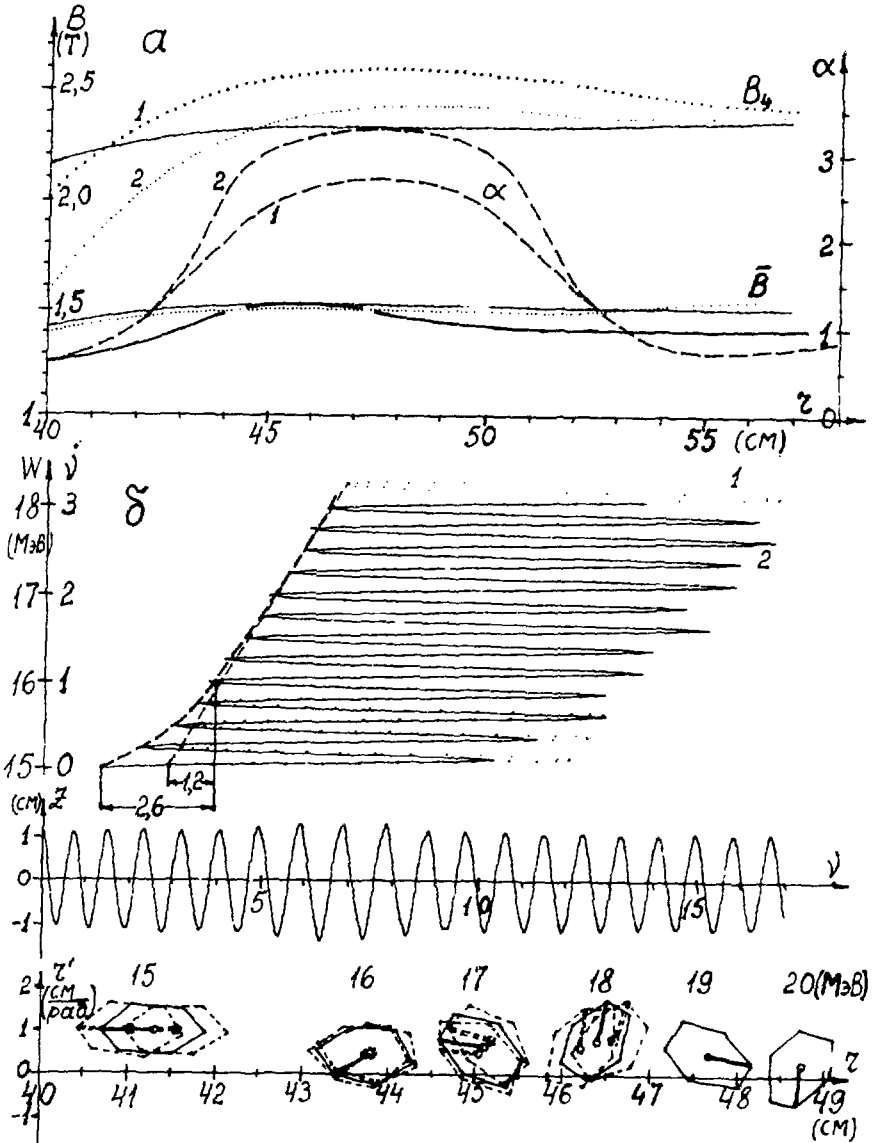
Система программ дает возможность при заданном магнитном поле определять характеристики равновесных орбит с учетом нелинейных эффектов. Исходное магнитное поле может задаваться как формулой, так и таблицей зависимости гармоник магнитного поля вдоль радиуса. Программа "INTDIG" осуществляет интерполяцию исходных табличных данных и численное определение первой и второй производных, а также, в случае необходимости, сглаживание исходной зависимости магнитного поля. Может работать как самостоятельная программа, а также в режиме подпрограммы. Программа "ALFA" позволяет вычислять коэффициент уплотнения орбит  $\alpha(\tau)$ . Для примера на рис.1а сплошными линиями показаны исходные зависимости  $\bar{V}(\tau)$ ,  $V_4(\tau)$  и  $\alpha(\tau)$  для области инжекции ускорителя ДЦ-1.

Основная программа для статического режима "ORBITA" определяет следующие параметры равновесной орбиты: средний радиус  $\bar{r}$ ; частоты свободных колебаний  $Q_1$  и  $Q_2$  при заданной начальной амплитуде по формуле Флоке и методом совпадающих точек; огibaющую свободных колебаний. Программа "ORBITA" позволяет исследовать резонансные эффекты в статическом режиме. Данная программа, в частности, использовалась для проведения численных расчетов динамических характеристик первой ступени УНК. Исследовалось влияние нелинейности магнитного поля на динамические характеристики ускоряемых протонов, причем кроме регулярной нелинейности 2-го, 3-го и 4-го порядков в программе учитывается влияние корректоров хроматичности и корректоров кубической нелинейности. Имеется возможность случайного поиска оптимума числа корректоров хроматичности на суперпериоде и их расположения в магнитной структуре УНК. В отличие от существующих программ, где нелинейные элементы отождествляются 1+3 тонкими нелинейными линзами, в данной программе учитывается не только изменение угла в нелинейном элементе, но и смещение траектории (интегрирование уравнений движения в 10+100 точках по длине нелинейного элемента).

Вторая основная программа "DISK" позволяет вычислять траектории движения ионов в динамическом режиме с учетом ускоряющего поля. При этом рассчитываются радиальное, вертикальное и фазовое движение ступков, деформация поперечных и продольных эмиттансов пучка в процессе ускорения. На рис.1б показаны радиальная и вертикальная траектории, движение радиальных эмиттансов по оборотам.

Учитывается влияние структуры ускоряющей системы. При помощи программы "DISK" рассматривается изменение радиальной  $Q_1$  и вертикальной  $Q_2$  частот свободных колебаний в процессе ускорения и прохождения зон различных резонансов, включая нелинейные.

Еще одной задачей при исследовании динамики частиц в циклических ускорителях является проблема вывода пучка. Описываемая система программ позволяет моделировать раскачку колебаний в регенеративной системе вывода, отклонение траекторий электростатическим и магнитным дефлекторами.



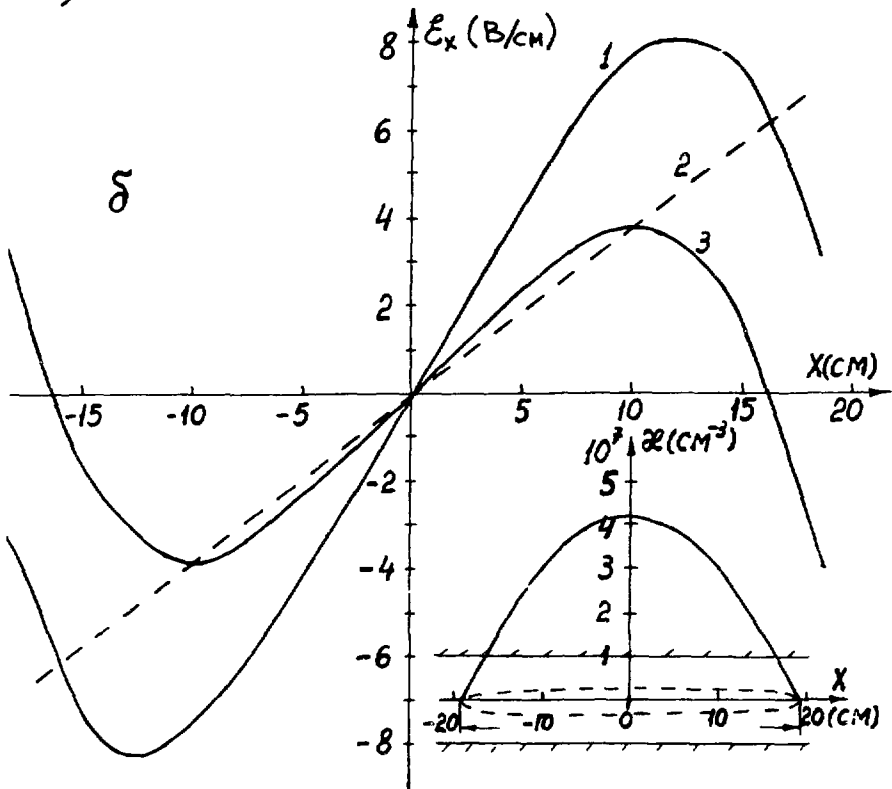
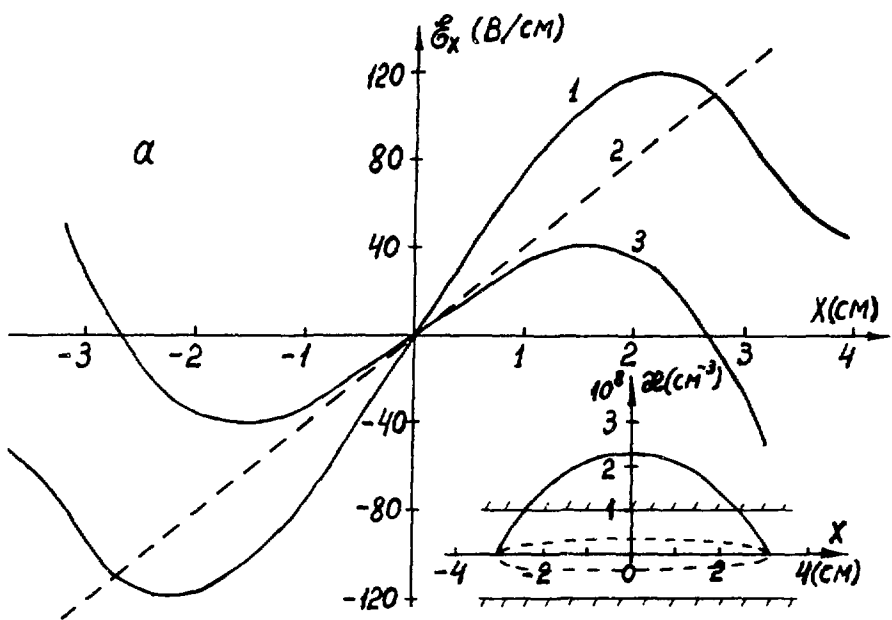


Рис. 12

В Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований для вывода пучка из секторного циклотрона используется эффект расширения равновесных орбит  $\propto 1/\gamma$ . Данная система программ позволяет вычислять параметры магнитного поля, обеспечивающего требуемую зависимость коэффициента уплотнения орбит  $\alpha(\gamma)$  (подпрограммы "ALFA", "EPRO", "DRUL"). На рис.1а показаны два варианта требуемых зависимостей  $\alpha(\gamma)$  (пунктир) и соответствующих вычисленных  $B(\gamma)$  и  $B_0(\gamma)$  (точки) для области инжекции ускорителя ДЦ-1.

В данной системе программ имеется возможность учета пространственного заряда ускоряемого сгустка, что является важным при расчете системы вывода интенсивного пучка, как, например, в ускорителе ДЦ, разрабатываемом в ИИТ ОИЯИ. Программа "PRZAR" позволяет по заданному распределению плотности заряда вычислять силы, возникающие внутри заряженного сгустка, и учитывать их вклад в процесс ускорения. На рис.2 показана вычисленная зависимость напряженности электрического поля  $E_x$ : исходная (1) и после линейной компенсации путем сдвига фазы ускоряющего поля (3), где а) - ускоритель ДЦ-1 ( $I = 10$  мА) и б) - установка ЭМКЦ ( $I = 1$  мА).

Система программ реализована на ЭВМ ЕС-1061 и ЕС-1010, на которых обрабатывается информация с магнитных лент с выдачей результатов на дискретный графопостроитель. Частично система реализована на малых ЭВМ АТТ-4500 и М-6000 в ИЯФ ЧСАН и на ПЭВМ "Правец-16". Система длительное время используется для расчетов динамики частиц в изохронных циклотронах (ДЦ <sup>7,2,3/</sup>, У-120М <sup>7,4,5/</sup> и др.), а также в фазотроне ОИЯИ <sup>7,6/</sup> и при расчете нелинейных эффектов в УНК.

#### Л и т е р а т у р а

1. Дмитриевский В.П. и др. ОИЯИ, Р9-8733, Дубна, 1972.
2. Дмитриевский В.П. и др. ОИЯИ, Д9-81-280, Дубна, 1981; Proc. 5th Intern. Conf. on Cyclotrons, Saen, 1981, p.505.
3. Борисов О.Н. и др. X Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.2, с.235.
4. Дмитриевский В.П. и др. ОИЯИ, Р9-87-203, Дубна, 1987.
5. Дмитриевский В.П. и др. ОИЯИ, Р9-88-243, Дубна, 1988.
6. Дмитриевский В.П. и др. X Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, т.2, с.237.



ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА В ПРОДОЛЬНО-ОГНОРОДНОМ ПУЧКЕ

Ю. А. Буданов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Исследования по теории возмущений самосогласованных распределений фазовой плотности заряженных пучков направлены, в основном, на изучение неустойчивых собственных мод колебаний [1, 2]. Однако несомненный интерес для практики представляет и такой тип неустойчивостей, при котором изменение функции распределения происходит за счет взаимодействия собственных колебаний заряда в пучке с эволюционирующим во времени первоначально возмущением фазовой плотности. Такого рода неустойчивости характеризуются степенным характером нарастания, а собственные моды колебаний без учета указанного взаимодействия могут при этом быть устойчивы.

Рассмотрим здесь возмущение фазовой плотности в стационарном продольно-однородном пучке, распространяющемся в стационарных линейных внешних фокусирующих полях. Введем соответствующие обозначения. Пусть  $x, y$  - декартовы координаты в поперечном сечении пучка. Собственный потенциал и потенциал внешних сил зададим в следующем виде:

$$u_c = -\frac{m\omega_c^2}{2e}(x^2 + y^2); \quad u_e = \frac{m\omega_e^2}{2e}(x^2 + y^2), \quad (1)$$

где  $\omega_c$  - частота поперечных колебаний частиц в пучке без учета собственного заряда;  $\omega_e^2 = \omega_c^2 - \omega_p^2$  - квадрат частоты с учетом заряда. Введем переменные  $u_x, u_y$  формулами

$$p_x = m\dot{u}_x, \quad p_y = m\dot{u}_y, \quad (2)$$

где  $p_x, p_y$  - соответствующие импульсы. Уравнения движения отдельной частицы в этих переменных имеют вид

$$\dot{x} = \partial u_x, \quad \dot{u}_x = -\partial x; \quad \dot{y} = \partial u_y, \quad \dot{u}_y = -\partial y, \quad (3)$$

далее для краткости будем обозначать  $X = (x, y), U = (u_x, u_y)$ .

Подстановкой в кинетическое уравнение с самосогласованным полем можно показать, что функция [3]

$$f_c(X, U) = n_c \theta(2a^2 - x^2 - y^2 - u_x^2 - u_y^2) \delta(u_y + x) \delta(u_x - y) \quad (4)$$

дает распределение с равномерным разложением заряда по сечению пучка и удовлетворяет кинетическому уравнению. Из (1) - (4) можно получить

$$\nabla^2 = \omega_c^2 / (1 + \alpha), \quad \omega_p^2 = \alpha \omega_c^2 / (1 + \alpha), \quad \text{где } \alpha = \frac{e^2 m n_c}{2 \epsilon_0 \epsilon}.$$

Введем константу  $I_0 = 2\pi \epsilon_0 a^2 \omega_c^2 p_z / e$ ,  $p_z$  - продольный импульс,  $a$  - радиус пучка, тогда

$$\nabla^2 = (1 - I/I_0) \omega_c^2, \quad \omega_p^2 = I/I_0 \omega_c^2. \quad (5)$$

Константа  $I_0$  имеет смысл предельного тока, при котором частицы еще фокусируются. Частота  $\nabla$  - монотонная функция тока, причем  $\nabla = \omega_c$  при  $I = 0$ ,  $\nabla = 0$  при  $I = I_0$ . В дальнейшем значения тока, при которых возникают неустойчивости, будут характеризоваться соответствующими значениями  $\nabla$ .

Линеаризованное по возмущениям  $\tilde{f}, \tilde{u}$  уравнение Власова для  $\tilde{f}$  имеет вид

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + \frac{\tilde{f}}{m} \nabla_x \tilde{f} - e \nabla_x (u_e + u_c) \nabla_p \tilde{f} = e \nabla_x \tilde{u}_c \cdot \nabla_p f_c, \quad (6)$$

зд сь  $f_c$  - невозмущенная функция распределения,  $u_e, u_c$  - невозмущенный собственный потенциал,  $\tilde{u}_c$  - возмущение потенциала. Левая часть (6) есть полная производная от возмущения  $\tilde{f}$  вдоль невозмущенной фазовой траектории движения. Если  $\{X(t), U(t)\}$  - невозмущенная траектория, то (6) может быть записано в виде

$$\frac{d}{dt} \tilde{f}(t, X', U') = \frac{e}{m \nabla} \nabla_{X'} \tilde{u}_c(t, X') \cdot \nabla_{U'} f_c(t, X', U'). \quad (7)$$

Пусть  $X'(t' = t) = X, U'(t' = t) = U$ . Введем новую переменную  $\theta = \nabla(t' - t)$ . Проинтегрируем (7) по  $\theta$ :  $\tilde{f}(t, X, U) = \tilde{f}(0, X'(-t), U'(-t)) + \frac{e}{m \nabla^2} \int_{-t}^0 \Delta \theta \nabla_{X'} f_c \nabla_{U'} \tilde{u}_c$ .

Из (8) получим уравнение для возмущения фазовой плотности  $\tilde{f}$ , интегрируя по переменным  $u_x, u_y$ :

$$\dot{\tilde{f}}(t, X) = p_z(t, X) + e^2 m \iint du_x du_y \int_{-t}^0 \nabla_{U'} f_c(X', U') \nabla_{X'} \tilde{u}_c(t, X') d\theta, \quad (9)$$

$$p_z(t, X) = e m^2 \nabla^2 \iint du_x du_y \tilde{f}(0, X'(-t), U'(-t)). \quad (10)$$

Далее подставим в (9)  $f_0$  из (4). После преобразований и интегрирования  $\delta$ -функции и производных от  $\delta$ -функции (9) получаем лапласиан от  $\tilde{y}$ , что в силу уравнения Лапласа позволяет перейти к  $\tilde{\rho}$  и получить замкнутое уравнение для  $\tilde{\rho}$ . Окончательно имеем следующее:  $\tilde{\rho}(t, x) = \rho_1(t, x) - \chi \int_0^{t-\theta} \int_{\Sigma} \tilde{\rho}(t', x') d\theta$ ,

$$x' = x \cos \theta + y \sin \theta, \quad y' = -x \sin \theta + y \cos \theta, \quad t' = t + \theta / v. \quad (11)$$

Будем искать решение уравнения (11) в виде ряда

$$\tilde{\rho}(t, x, y) = \sum_{k,n} r^k (a_{kn}(t) \cos n\varphi + b_{kn}(t) \sin n\varphi), \quad (12)$$

где  $(r, \varphi)$ -полярные координаты в плоскости  $(x, y)$ . Для невозмущенных траекторий  $\{r', \varphi'\}$  имеем  $r' = r, \varphi' = \varphi - \theta$ . Тогда

$$\tilde{\rho}(t, x, y) = \sum_{k,n} r^k (a_{kn}(t, \theta) \cos n\varphi + b_{kn}(t, \theta) \sin n\varphi), \quad (13)$$

$$a_{kn}(t, \theta) = a_{kn}(t) \cos n\theta - b_{kn}(t) \sin n\theta, \quad b_{kn}(t, \theta) = a_{kn}(t) \sin n\theta + b_{kn}(t) \cos n\theta. \quad (14)$$

Обозначим  $\chi(\theta) = \chi \sin \theta$  ядро в интегральном уравнении (11). Начальное возмущение  $\tilde{f}(0, x, y)$  может быть задано степенным рядом

$$\tilde{f}(0, x, y) = \sum_{i,j,k,m} f_{i,j,k,m} x^i y^j u_x^k u_y^m, \quad \text{и} \quad \tilde{f}(0, x, y) = \sum_{i,j,k,m} f'_{i,j,k,m}(t) x^i y^j u_x^k u_y^m,$$

$$\text{и для } \rho_1(t, x) \quad \rho_1(t, x, y) = \sum_{i,j,k} \rho_{i,j,k}^{(0)} x^i y^k \quad (15)$$

в полярных координатах

$$\rho_1(r, \varphi) = \sum_{k,n} r^k (a_{kn}^{(0)}(t) \cos n\varphi + b_{kn}^{(0)}(t) \sin n\varphi). \quad (16)$$

Поскольку начальное возмущение произвольно, то и коэффициенты в ряде (16) также считаем произвольными. Подставляя (13)-(16) в (11), получим систему интегральных уравнений. Дифференцируя по времени и проведя преобразования, приведем систему к дифференциальному виду:

$$\dot{a}_{kn} + \omega_n^2 a_{kn} - 2n\nu \dot{b}_{kn} = \dot{a}_{kn}^{(0)} + (4-n^2)\nu^2 a_{kn}^{(0)} - 2n\nu \dot{b}_{kn}^{(0)}, \quad (17)$$

$$\dot{b}_{kn} + \omega_n^2 b_{kn} - 2n\nu \dot{a}_{kn} = \dot{b}_{kn}^{(0)} + (4-n^2)\nu^2 b_{kn}^{(0)} - 2n\nu \dot{a}_{kn}^{(0)},$$

где  $\omega_n^2 = (2\omega_c^2/\gamma^2 + 2 - n^2)\nu^2$ . Значения собственных частот для (17)

$$\omega = \nu (\sqrt{2(\omega_c^2/\gamma^2 + 1) + n} + n). \quad (18)$$

Вторая часть (17) может быть представлена в виде ряда по  $\cos j\nu t, \sin j\nu t$ . Резонансные значения  $\nu$  даются следующими формулами:

$$\sqrt{2(\omega_c^2/\gamma^2 + 1) + n} + n = \nu \quad \text{или} \quad \nu^2 = 2\omega_c^2 / ((n+1)^2 - 2). \quad (19)$$

При резонансных возмущениях  $n=0$ , используя (5), (17), (19), можно показать, что значения тока  $\bar{I}$ , при которых возможен описываемый резонанс, сосредоточены на интервале  $\bar{I}_0 > \bar{I} > \frac{2}{3} \bar{I}_0$ , причем при приближении  $\bar{I}$  к  $\bar{I}_0$  происходит сгущение спектра резонансных частот.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. R.L.Gluckstern. Proc. 1970 Proton Linac Conf., NAL, 1970, p. 811.
2. L.J.Laslett and L.Smith. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1979, NS-26, N3, p.3080-3082.
3. М.А.Буданов, В.И.Евдок. Труды II Всесоюзного собрания по ускорителям заряженных частиц, т.1, ОИЯИ, Д9-87-105, Дубна, 1987, с.446-447.

## МАГНИОопТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ТОМОГРАФА

А. А. Калустин, В. И. Петрунин, Б. В. Рождественский,  
Г. Н. Самсонов, Ю. П. Севергин

Научно-исследовательский институт электрофизического аппарата  
им. Д. В. Эфремова, Ленинград

Дальнейшее развитие промышленной томографии массивных стальных изделий базируется на использовании в качестве источника проникающего излучения линейного ускорителя электронов с энергией до 15 МэВ. В выбранной схеме промышленного томографа, построенного по однодетекторной схеме, источник излучения и детектор неподвижны, а пространственное перемещение пучка ускоренных электронов осуществляет специальная система сканирования. Магнитооптическая система томографа формирует ускоренный пучок электронов в поперечной плоскости, динамически развертывает его импульсным магнитом и фокусирует широкоапертурной линзой в направлении на детектор. Непосредственно после широкоапертурной линзы сфокусированный пучок попадает на мишень, где преобразуется в поток  $\gamma$ -квантов, максимум которого постоянно ориентирован на детектор. Исследуемый объект помещается между мишенью и детектором (см. рис. 1).

Разрешающая способность томографа зависит от поперечных размеров пучка электронов на тормозной мишени. Размер должен быть минимальным ( $\varnothing < 2$  мм) и постоянным в любой точке протяженной мишени. Последнее условие является наиболее трудновыполнимым. Основной причиной увеличения поперечного размера пучка при его сканировании является энергетический разброс частиц. Частицы, отличающиеся по импульсам на  $\frac{\Delta P}{P}$ , разворачиваются в импульсном магните на разные углы, в результате чего поперечный размер пучка в плоскости поворота возрастает на величину  $\Delta X = 2 Z_0 \frac{\Delta P}{P}$ , где  $Z_0$  — расстояние от неотклоненного пучка до точки падения отклоненного пучка на мишень.

Для обеспечения работы томографа, если не принимать специальных мер, импульсный разброс в пучке, включая дрейф средней энергии, должен быть меньше чем  $5 \cdot 10^{-4}$ . Достижение такой величины импульсного разброса связано с созданием системы активной монохроматизации пучка, а также уменьшением его интенсивности в 3 раза. Поэтому с целью стабилизации поперечного размера пучка при его сканировании по мишени в НИИЭФА им. Д. В. Эфремова разрабатывается система сканирования пучка, которая обеспечивает его проводку от ускорителя до любой точки мишени в ахроматичном режиме. Расположение электромагнитного оборудования системы сканирования пучка на стенде показано на рис. 1.

Сканирование пучка электронов осуществляется путем изменения величины поля в магните ДМ. При этом частицы, отличающиеся по импульсам, будут разворачиваться на разные углы. Чтобы компенсировать эту дисперсионную характеристику ДМ, в схему сканирования дополнительно введена специальная магнитооптическая система (МОС). Дисперсионные характеристики МОС изменяются в соответствии с углом отклонения пучка в ДМ так, что в совокупности МОС и ДМ удовлетворяет условиям ахроматичности.

МОС состоит из четырех одинаковых поворотных магнитов ДМ с однородным полем и углом поворота  $45^\circ$ . Аксиальная фокусировка пучка осуществляется торцевыми полями, для чего край магнитов выполняется с углом скоса  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0,003$  рад.

В состав МОС включены две одинаковые импульсные квадрупольные линзы I Q и II Q, отличающиеся только знаком градиента поля. Расстояние между центрами линз устанавливается равным половине длины осевой траектории МОС. При этом

возмущение, вносимое первой по ходу пучка линзой  $1Q$  в поперечное движение моноэнергетического пучка, полностью устраняется второй линзой  $2Q$ . В результате на выходе МОС поперечный фазовый объем моноэнергетического пучка не изменит своей формы, но ахроматические свойства МОС нарушаются, и на выходе появляется дисперсия.

На рис. 2 представлен ход дисперсионной функции  $\alpha_{\text{д.б.}} \cdot 10^{-2}$  и огибающие пучка при отклонении его магнитом ДМ на углы  $\psi_2 = 20^\circ$ ;  $\psi_1 = 0$ ;  $\psi_3 = -20^\circ$ . Как видно из рисунка, на выходе поворотно-магнитооптической системы отсутствует возмущение моноэнергетического пучка, а на выходе магнита ДМ отсутствует сепарация частиц по импульсам.

Нелинейные эффекты, возникающие в основном из-за сферических и ахроматических aberrаций, приводят к увеличению размера пятна на облучаемой мишени в 1,4 раза. Для компенсации нелинейных искажений пучка в канал транспортировки пучка и в МОС вводятся две секступольные линзы с постоянным питанием и две импульсные, которые включаются синхронно с линзами КЛ1 и магнитом ДМ.

Выполненные расчетные и теоретические исследования подтверждают реальность создания системы сканирования пучка, удовлетворяющей требованиям промышленной томографии. В настоящее время в институте ведется проектирование электромагнитного оборудования системы сканирования пучка.

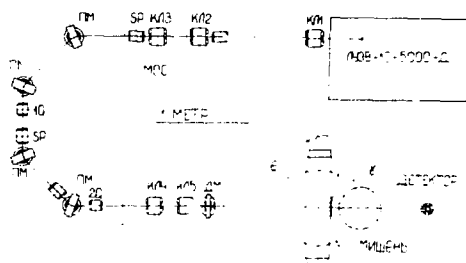


Рис. 1. Схема расположения электромагнитного оборудования системы сканирования пучка на стенде.

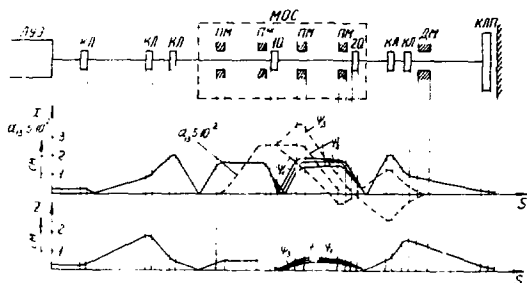


Рис. 2. Огибающие пучка и ход дисперсионной функции.

КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ АНАЛИТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

А.Л.Уринцев

Ростовский государственный университет, Ростов-на-Дону

А.В.Самойлов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Описывается комплекс программ на языке REDUCE, предназначенный для расчёта на ЭВМ в формульном виде магнитооптических систем (МОС) различной сложности. Аналитический подход с применением ЭВМ развит для МОС, состоящих из следующих элементов: свободный промежуток, соленоид, диполь, квадруполь, секступоль, октуполь и т.д. (без принципиальных ограничений на количество полюсов). Магнитное поле в элементах может быть задано аналитически или в виде таблиц. Расчёты могут быть проведены вплоть до 6-10 порядков малости по фазовым переменным, в качестве которых выбраны координаты и их производные, разность длин траекторий, разброс по импульсам и компоненты вектора деполяризации частиц (вектора спина), поведение которого может быть исследовано в тех же порядках. В результате работы комплекса наряду с формульными ответами генерируются аналитические выражения для фазовых переменных и аберрационных коэффициентов на языках системы аналитических вычислений (CAB) REDUCE [1] или FORTRAN в виде подпрограмм, удобных для последующего аналитического исследования или использования в оптимизационных расчётах.

1. Уравнения движения заряженной частицы. Представляется удобным рассматривать отдельно магнитооптический элемент с прямолинейной осевой траекторией (свободный промежуток, соленоид, квадруполь, секступоль и т.д.) и случай, соответствующий прохождению частицей поворотного магнита (диполя), когда осевая траектория мало отличается от дуги окружности. Уравнения в первом случае имеют вид [2]

$$\begin{aligned} x' &= x [x'y' B_x - (1+x'^2) B_y + y'B_z], \\ y' &= x [(1+y'^2) B_x - x'y' B_y - x'B_z], \\ \alpha &= q\rho' / (1+x'^2+y'^2)^{3/2}. \end{aligned}$$

Здесь и ниже использована система единиц СИ;  $(\prime) = d/dz$ ;  $x, y$  - отклонения частиц от оси по горизонтали и по вертикали; ось  $z$  направлена вдоль осевой траектории в сторону движения частицы;  $q$  - заряд частицы;  $\rho$  - импульс, причём  $\rho = \rho_z (1 + \delta)$ , где  $\rho_z$  - импульс, соответствующий осевой траектории, а  $\delta$  - разброс по импульсам;  $B_x, B_y, B_z$  - компоненты вектора магнитной индукции  $\vec{B}$ . Во втором случае удобно использовать цилиндрическую систему координат  $r, \psi, y$  (левая тройка), где  $r$  - расстояние от оси координатной системы (оси  $y$ );  $\psi$ , как и ранее, отсчитывается от медианной плоскости магнита, а угол  $\psi$  - в направлении движения частицы. Уравнения движения:

$$\begin{aligned} r' &= r + 2r'r'^2 + \alpha [r'y'B_r + r'y'B_\psi - (r^2+r^2) B_z], \quad \alpha = q\rho' [1+r^2(r'^2+y'^2)]^{3/2}, \\ \psi' &= 2r'r'y' + \alpha [(y^2+r^2) B_r - r'r'B_\psi - r'y'B_z], \quad (\prime) = d/ds, \end{aligned}$$

где  $B_r, B_\psi, B_z$  - проекции вектора  $\vec{B}$  на координатные оси. При рассмотрении МОС, включающих элементы с криволинейной осью, необходима процедура перехода от системы координат  $x, y, z$  к цилиндрической координатной системе и обратно. Соответствующие расчётные формулы, реализованные в виде REDUCE -процедур, здесь не приводятся.

Поведение вектора поляризации  $\vec{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  в магнитном поле описывается ЭМТ- уравнением [3]:

$$d\vec{\xi}/ds = qm'y' [\alpha y^2 v^2 (1+y') (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{v} - (1+2y') \vec{B}] \times \vec{\xi},$$

где  $t$  – время;  $m_0$  – масса покоя частицы;  $\alpha$  – аномальный магнитный момент, равный 1,7928444 для протона и 0,001159652209 для электрона;  $c$  – скорость света;  $\vec{v}$  – вектор скорости частицы;  $\gamma$  и  $\gamma_0$  – соответственно лоренц-факторы частиц, движущихся по произвольной и по осевой траекториям, вычисляемые по формулам

$$\gamma = \gamma_0 [1 + (v/c)^2]^{1/2}, \quad \gamma_0 = [1 + (p_0/c/E_0)^2]^{1/2},$$

где  $E_0 = m_0 c^2$  – энергия покоя частицы. При проведении символьных  $REDUCE$ -вычислений использовалась скалярная форма ЭМТ-уравнения и осуществлялся переход от времени  $t$  к координате ( $z$  или  $\varphi$ ), отсчитываемой вдоль осевой траектории.

**2.0 представление магнитного поля.** Как известно, при рассмотрении статического магнитного поля можно, пренебрегая собственным током пучка, ввести скалярный магнитный потенциал  $V$  такой, что  $\vec{B} = \text{grad} V$  и  $V$  подчиняется уравнению Лапласа. Предполагая близость произвольной и осевой траекторий, можно записать формальное общее решение уравнения Лапласа для случая использованной выше декартовой системы координат  $x, y, z$ :

$$V = \frac{m}{m} \int \text{Im} (x + iy)^m \sum_{k=0}^{\infty} \left(-\frac{1}{r}\right)^k \frac{(ix + yj)^k}{k! (m-k)!} \frac{d^k f(z)}{dz^{2k}},$$

где  $f(z)$  – произвольная функция координаты  $z$ ;  $\text{Im}$  – операция взятия мнимой части;  $m$  – целое число, равное половине количества полюсов электромагнита. Например,  $m = 0$  соответствует соленоиду,  $m = 2$  – квадруполь,  $m = 3$  – секступоль и т.д. Отметим, что при рассмотрении соленоида целесообразно функцию  $f(z)$  заменить на  $\int f(z) dz$ , пользуясь её произвольностью. Простое рассуждение показывает, что, обрывая бесконечный ряд на  $k = k_{\text{max}}$ , где  $k_{\text{max}} = \text{max}\{0, m(n-m)\}$  ( $m(n)$  равно  $n/2$ , если  $n$  – чётно, или  $(n+1)/2$ , если  $n$  – нечётно), мы обеспечиваем тем самым точность рассмотрения до  $n$ -го порядка малости включительно. Заметим, что в каждом конкретном случае  $f(z)$  нетрудно придать определенный физический смысл: для соленоида

$f(z)$  равно значению поля  $B_z$  на оси, для квадруполя – градиент поля по оси и т.д. Для получения более точного приближения к полю реального элемента следует снабдить  $f$  и  $V$  приведенном решении для уравнения Лапласа индексом  $m$ , учесть, что реальный магнитный потенциал  $V$  есть сумма:  $V = \sum_m V_m$ . Соответствующая возможность в программном комплексе предусмотрена.

Для компонент поля диполя с использованием уравнений  $\text{rot} \vec{B} = 0, \text{div} \vec{B} = 0$  в цилиндрической системе координат и медианной симметрии получено следующее формальное представление:

$$B_r = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{y^{2k+1}}{2^{k+1}} \frac{\partial B_{2k}}{\partial r}, \quad B_{\varphi} = \frac{1}{r} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{y^{2k+1}}{2^{k+1}} \frac{\partial B_{2k}}{\partial r},$$

$$B_y = \sum_{k=0}^{\infty} y^{2k} B_{2k}, \quad B_{2k} = \frac{(-1)^k}{(2k)!} \left( \frac{\partial^k}{\partial r^k} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)^k B_{2k}(r, \varphi),$$

из которого следует, что достаточно располагать лишь величиной  $B_z(r, \varphi)$  – значением поля  $B_z$  на медианной плоскости. Эта величина считается заданной.

**3. Интегрирование уравнений движения.** При создании комплекса программ было реализовано в виде соответствующих  $REDUCE$ -процедур три метода решения дифференциальных уравнений движения: а) классический метод Рунге-Кутты четвертого порядка, модифицированный применительно к символьным вычислениям; б) метод разложения зависимых переменных в ряды Тейлора по осевой координате ( $z$  или  $\varphi$ ); в) метод последовательных приближений, основанный на обращении линейной части оператора уравнения движения и последующих итерациях. Выбор метода предоставляется пользователю. Отметим, что метод б) оказался самым гибким и эффективным в общем случае, а быстрый метод в) пригоден лишь тогда, когда поле не зависит от осевой координаты и уравнения движения в первом порядке имеют, естественно, постоянные коэффициенты, что соответствует прямоугольной модели поля. Реализация на ЭЭМ метода в) требует наличия операции символьного интегрирования. С учетом

специфики возникающих интегралов была написана собственная подпрограмма символьного интегрирования и не использовался требующий много памяти универсальный интегратор, встроенный в систему *REDUCE*. Фактически вычисления на основе методов а) и б) удалось провести лишь тогда, когда в *REDUCE*-процедурах было предусмотрено строго обоснованное отбрасывание в процессе символьной реализации пошагового интегрирования буквенных слагаемых, имеющих порядок малости выше заданного числа, указанного пользователем. Была также преодолена трудность принципиального характера, вызванная наличием в системе *REDUCE* арифметики неограниченной точности.

4. Кратко о последовательности работы программного комплекса. Объем комплекса - 4800 строк текста на языке алгебраической моды системы *REDUCE-3.0*, функционирующей на ЕС ЭВМ под управлением операционной системы виртуальных машин. Процедуры, реализующие усечение рациональных чисел, написаны на *RISP*- языке символьной моды, что позволило ускорить счёт примерно в 30 раз. Комплекс содержит 28 *REDUCE*-процедур, часть которых может быть использована и в задачах более общего характера. Весь комплекс разбит на функциональные модули, причём загрузка конкретных модулей в оперативную память происходит или нет в зависимости от входных данных, которые пользователь вводит в режим диалога с "подкаской" комплекса. Предусмотрен автоматизированный контроль входных данных. Основные этапы символьного расчёта следующие: 1. Ввод исходных данных. 2. Вывод формул для компонент вектора магнитной индукции в заданном порядке теории аберраций. 3. Вывод уравнений движения с учётом (или без учёта) спина вплоть до заданного порядка малости. 4. Интегрирование уравнений движения частиц с учётом (или без учёта) спина. 5. Выдача промежуточных ответов на экраны терминала. 6. Генерация и запись во внешние файлы на магнитном диске *REDUCE*-процедур и *FORTRAN*-подпрограмм для получения значений фазовых переменных и абберационных коэффициентов (предназначено для последующего конструирования МОС и возможной оптимизации).

Заключение. Предлагаемый комплекс программ был апробирован в первую очередь на некоторых задачах, связанных с сооружением Московской мезонной фабрики. Символьный анализ проводился на ЭВМ ЕС-1061 вплоть до 4-5 порядков малости. Во всех тех случаях, где удалось произвести сопоставление с расчётами по известным [4] программам, полученные результаты в пределах заданной точности, как и следовало полагать, совпадали.

В настоящее время комплекс дополняется элементами с электростатическими и ЭЧ-полями. Ведется подготовка к включению в комплекс задач на периодическое движение (кольцевые структуры). Изучается вопрос об аналитическом подходе к задачам, где ток пучка нельзя считать пренебрежимо малым.

Но, что предлагаемый комплекс программ нуждается в широком апробировании с тем, чтобы выявить все преимущества и недостатки аналитического подхода с применением ЭВМ. Нам лично представляется, что указанный подход обладает принципиальными преимуществами с точки зрения универсальности и системности исследования МОС, как и с точки зрения скорости получения исчерпывающих результатов в требуемом порядке теории аберраций.

#### Л и т е р а т у р а

1. REDUCE User's Manual. Version 3.0 (Ed. A. Hearn). Rand Publication CP(4/83), The Rand Corp., Santa Monica, California.
2. Карташев В. П., Котов В. И. Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Bargman V. et al. Phys. Rev. Lett., 2 (1959), 435.
4. Brown K. L. et al. CERN 80-04 (1980); Matsuo et al. TRIO Program, Proc. of the III Symp. on Ion Sources and Appl., 1979, p. 25-28.

Н.А.Зоробьев, А.А.Коломиец, Н.В.Шахрай

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Линейный ускоритель протонов с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ) является начальной частью сооружаемого в ИТЭФ линейного ускорителя на энергию 56 МэВ /1/. Основное достоинство ЛУ с ПОКФ заключается в возможности значительного снижения энергии инжекции частиц при сохранении относительно высокого значения предельного тока и обеспечении высокого захвата частиц в ускорение. Однако группировка и начало ускорения при низкой энергии приводят к существенному росту эмиттansa интенсивного пучка, что ухудшает параметры пучка на выходе секции с ПОКФ. Широкое исследование динамики интенсивного пучка в структуре с ПОКФ численным моделированием позволило установить некоторые механизмы, приводящие к росту эмиттansa. К ним относятся процессы перераспределения плотности заряда в пучке /2,3/, обмен энергией между степенями свободы /4/, неустойчивости пучка, связанные с его распространением в периодическом фокусирующем канале.

Изучение влияния интенсивности на рост эмиттansa в ЛУ с ПОКФ ИТЭФ проводилось экспериментально в диапазоне токов пучка до 200 мА, то есть вплоть до расчетного предельного значения тока для данного ускорителя. Эмиттans измерялся непосредственно на выходе ускорителя. Пучок на входе ускорителя был близок к согласованному /5/. Ток пучка на входе и выходе ускорителя измерялся индукционными датчиками, установленными непосредственно на торцевых крышках резонатора.

Построенная по результатам измерений зависимость нормализованного эмиттansa на выходе ускорителя от тока пучка приведена на рис. 1. Здесь сплошными кривыми изображены величины эмиттansa, ограниченные

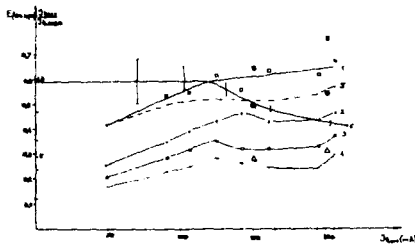


Рис. 1. Зависимости величины нормализованного эмиттansa и потерь от выходного тока. 5 — зависимость среднеквадратичного эмиттansa от выходного тока, соответствующая кривой 1, ■, ●, ▲ — величины эмиттansa с учетом поправок в предположении отсутствия потерь для кривых 1, 2, 4.

величинами эмиттansa, ограниченные величиной фазовой плотности тока пучка 0,05, 0,10, 0,15, 0,20 от максимального значения для данного тока (кривые 1, 2, 3, 4). На этом же рисунке приведена зависимость потерь частиц в ускорителе от величины выходного тока (кривая 6).

Из приведенных кривых следует, что при увеличении тока пучка эмиттans в данном ускорителе растет пропорционально току примерно до 100 мА. Эмиттansi, ограниченные меньшей

фазовой плотностью, растут несколько быстрее эмиттansa, соответствующих центральной части пучка. При дальнейшем увеличении тока пучка рост эмиттansa прекращается, а потери растут. Величина эмиттansa для 100% частиц в точке перегиба кривых на рис. 1 при токе 100 мА, полученная экстраполяцией экспериментальных данных до нулевой граничной фазовой плотности тока пучка, составляет  $1,0 \pm 0,2$  см.мрад. Пропускная способность ускорителя изменяется вдоль его длины, и ее минимальное расчетное значение 1,03 см.мрад приходится на переход от участка группировки к участку с постоянной величиной синхронной



фазы. Сравнение этих величин дает возможность предположить, что для токов пучка около 100 мА эмиттанс для 100% частиц совпадает с минимальной пропускной способностью канала, а с увеличением тока ограничение роста эмиттанса связано с его фильтрацией каналом.

На рис. 2 приведена зависимость тока пучка от эмиттанса в нормированных единицах для трех различных величин выходного тока (50, 120, 195 мА). Хотя

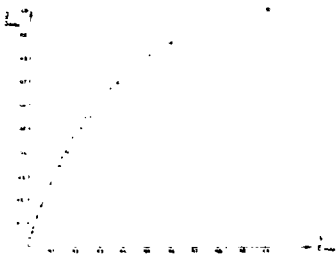


Рис. 2. Зависимость тока пучка от эмиттанса для трех различных величин выходного тока:  
 + - 50 мА; 0 - 120 мА;  
 • - 195 мА.

при токе 50 мА эмиттанс не ограничивается каналом, а при больших токах ограничение существует, распределения частиц на выходе ускорителя совпадают, т.е. после фильтрации эмиттанса за время прохождения пучком оставшейся части канала происходит перераспределение плотности, приводящее к восстановлению распределения частиц. Следствием этого является относительное уменьшение эмиттанса центральной части пучка за счет возникновения нового ореола.

Если считать исходное и конечное распределения гауссовыми, то, учитывая экспериментальную зависимость потерь от тока, можно определить величину эмиттанса для данного тока в случае отсутствия фильтрации эмиттанса. Эти поправки нанесены на рис. 1 для токов 150 и 200 мА. Видно, что в этом случае эмиттанс линейно зависит от тока вплоть до 200 мА.

В работе [3] приведен график зависимости эмиттанса от тока пучка, полученный численным моделированием для ускорителя с ПОКФ на 3 МэВ. Качественно этот график полностью соответствует приведенному на рис. 1. Характер зависимости эмиттанса от тока в этой работе связывается с изменением минимальной длины сгустка частиц при изменении тока пучка.

Параллельно с измерениями проводилось численное моделирование динамики пучка в ускорителе ИТЭФ при помощи программы "Протон" [6]. При этом были приняты следующие допущения: внешние ускоряющие и фокусирующие поля соответствуют идеальным электродам, на входе в ускоритель распределение частиц в поперечном фазовом пространстве микромкансическое, разброс частиц по энергиям  $\pm 1\%$  при равномерном распределении частиц по продольной координате, пучок на входе в ускоритель согласован с каналом в поперечном фазовом пространстве. Начальное число макрочастиц равно 500, фазовая длина сгустка составляет  $2\pi$ .

Результаты численного моделирования для ускорителя с ПОКФ представлены на рис. 3. На рис. 3 а приведена зависимость среднеквадратичной длины сгустка в зависимости от номера полупериода пространственной модуляции электродов для трех величин тока пучка: 50, 100, 200 мА. Там же изображен аналитически рассчитанный режим группировки. Видно, что реальный процесс группировки существенно отличается от расчетного для всех токов. Возникновение пульсаций сгустка приводит к значительному увеличению мгновенного значения пикового тока около 15 и 30 полупериодов структуры, что существенно нарушает условия согласования пучка с каналом.

Эволюция нормализованного среднеквадратичного эмиттанса в ускорителе с ПОКФ ИТЭФ показана на рис. 3 б. Сопоставление графиков эмиттанса и среднеквадратичной длины сгустка показывает, что рассогласование пучка, вызванное пульсацией сгустка, приводит к быстрому увеличению эмиттанса. На 15

полупериодах структуры эмиттанс возрастает примерно в два раза для тока 200 мА и в дальнейшем меняется незначительно. Эта величина хорошо соответствует экспериментальным данным.

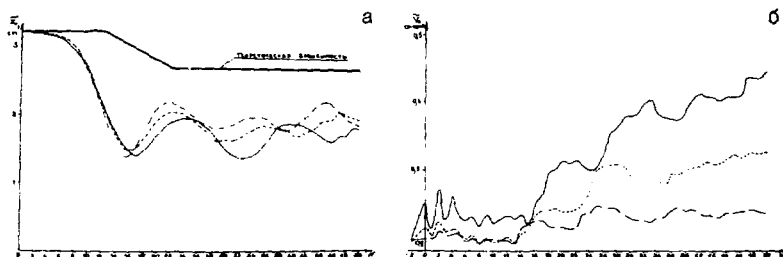


Рис. 3. Расчетные зависимости среднеквадратичных параметров пучка от полупериода пространственной модуляции электродов для трех величин тока пучка:  
 - штрихпунктирные кривые - 50 мА;  
 - пунктирные кривые - 100 мА;  
 - сплошные кривые - 200 мА;  
 а - длина сгустка и аналитически рассчитанный режим группировки;  
 б - нормализованный эмиттанс.

Проведенные исследования показывают, что основной причиной роста эмиттанса в ускорителе с ПОКФ ИТЭФ является возникновение пульсации сгустков частиц на участке группировки. Для подавления роста эмиттанса необходимо изменить режим формирования сгустков.

#### Л и т е р а т у р а

1. Капчинский И.М. и др. Разработка и запуск линейного протонного ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой в ИТЭФ. В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер.: Техника физического эксперимента, вып.3(15), Харьков, 1983, с.3.
2. Hofmann I. Emittance Growth, Proc. 1986 Linac Conf., Stanford, 1986.
3. Wangler T.P., Mills R.S., Crandal K.R. Emittance Growth in Intense Beams. Proc. Particle Accel. Conf., Washington, 1987.
4. Wangler T.P., Guy F.W., Hofmann I. The influence of Equipartitioning on the Emittance of the Intense Charged Particle Beams. Proc.1986 Linac Conf., Stanford, 1986.
5. Балабин А.И. и др. Поперечное согласование пучка в ускорителе с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. В кн.: Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Т.1, Дубна, 1987, ОИЯИ, Д9-87-105, с.403.
6. Воробьев И.А., Гальперн Е.С., Коломиец А.А., Ляховицкий В.Н., Сергеева О.С. Численное моделирование динамики пучка в ускорителе ИТЭФ с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Препринт ИТЭФ-52, М., 1986.

Труды  
XI Всесоюзного совещания  
по ускорителям  
заряженных частиц

Том I  
Дубна, 26-27 октября 1988

Ответственный за выпуск И.П.Юдин  
Редакторы Т.Я.Жабицкая, Э.В.Ивашкевич  
Макет Р.Д.Фоминой

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 августа 1989 года

Издание осуществлено способом прямого репродуцирования  
с оригиналов, представленных оргкомитетом Совещания

Подписано в печать 18.09.89  
Формат 70x108/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 50,9  
Тираж 400. Заказ 42559

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области

Цена 7 руб. 60 коп.

