

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

121
3

ТРУДЫ
ШЕСТОГО ВСЕСОЮЗНОГО
СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ДУБНА, 11-13 ОКТЯБРЯ 1978 ГОДА

Том I

ДУБНА 1979

Шестое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проводилось в г. Дубне /СССР/ с 11 по 13 октября 1978 года.

В работе Совещания приняло участие около 400 советских и зарубежных специалистов. В Трудах совещания представлены доклады по проектам новых крупных ускорителей, ускорителям тяжелых ионов, встречным пучкам, новым методам ускорения, по динамике пучков ускоряемых частиц, а также по различным системам и элементам ускорителей. Отражены тенденции развития ускорителей.

Организаторы совещания:

Академия наук СССР,

Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР,

Объединенный институт ядерных исследований.

Ответственный редактор А.А.Васильев.

От редактора

Шестое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц, организованное Академией наук СССР, Государственным комитетом по использованию атомной энергии СССР и Объединенным институтом ядерных исследований, прошло в Дубне с 11 по 13 октября 1978 года.

В Труды У1 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц включено 154 доклада специалистов из различных научно-исследовательских организаций. В сборник не вошли доклады, представленные в редколлегию позже установленного срока.

Материалы сессий AI-ВIV, помещенные в Трудах, освещают тенденции развития ускорительной техники, проекты крупных ускорителей, вопросы создания ускорителей тяжелых ионов, установок со встречными пучками, высоко-точных протонных ускорителей. Большое число докладов посвящено новым методам ускорения, ускорителям для прикладных исследований, радиотехническим и радиоэлектронным системам ускорителей, проблемам эффективности использования ускорителей, магнитным системам, включая сверхпроводящие, вопросам динамики частиц в ускорителях.

Редколлегия надеется, что Труды У1 Всесоюзного совещания будут полезны специалистам в различных областях ускорительной техники.

А.А. ВАСИЛЬЕВ

О Г Л А В Л Е Н И Е

	Стр.
От редактора	III
Вступительное слово председателя Оргкомитета совещания А.А.Васильева	XVI
Приветственное слово от Президиума АН СССР академика Г.Н.Флерова	XVIII
Приветственное слово первого заместителя председателя Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР И.Д.Морохова	XIX
Приветственное слово вице-директора Объединенного института ядерных исследований М.Совински	XXI
Приветственное слово председателя Исполкома Дубненского городского совета народных депутатов В.Ф.Охрименко	XXII
СЕССИЯ А- I. ПРОЕКТЫ НОВЫХ КРУПНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ	
УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ИФВЭ /СОСТОЯНИЕ РАБОТ/ В.И.Балбеков, Ю.П.Дмитриевский, О.В.Курнаев, В.Н.Лебедев, А.А.Логунов, К.П.Мызников, Л.Л.Мойжес, А.А.Наумов, В.Г.Рогозинский, Л.Д.Соловьев, Ю.С.Федотов, Б.К.Шембель, В.А.Ярба, В.А.Глухих, О.А.Гусев, Л.Б.Динабург, И.Ф.Мальшев, Н.А.Моноссон, И.А.Мозалевский, Г.Л.Саксаганский, В.А.Титов, В.Д.Федоров, В.В.Елян, А.А.Кузьмин, Е.С.Миронов, А.А.Васильев, Г.П.Воронцов, А.М.Гюльханданян, Е.Л.Макеев, Ф.З.Ширяев	1
STATUS AND DEVELOPMENT PLANS FOR FERMILAB	
Presented by D.E.Johnson	11
ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ - НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ	
А.Н.Скринский	19
О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫМИ ПУЧКАМИ НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ	
В.Е.Балакин, Г.И.Будкер, А.Н.Скринский	27
СЕССИЯ А- II. УСКОРИТЕЛИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
А.А.Васильев	37
СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СООРУЖЕНИЮ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ У-400 В ДУБНЕ	
Ю.Ц.Оганесян	42

	Стр.
МОДЕРНИЗАЦИЯ ЦИКЛОТРОНА ИАЗ им. И.В.КУРЧАТОВА	
Н.И.Веников, Л.Г.Кондратьев, С.Т.Латушкин, В.А.Резвов, В.Н.Унежев, Е.М.Ходаков, Н.И.Чумаков, Л.И.Юдин, Ю.Л.Юпинов	50
AN ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE SOURCE FOR CYCLONE	
Y.Jongen, C.Pirart, G.Ryckewaert, J.Steyaert	54
ДИНАМИКА СИНХРОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ПОСТЕПЕННО ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ЗАРЯДНОСТЬЮ	
И.С.Дмитриев, В.А.Михайлов, М.Г.Нагаенко, И.А.Шукейло, Н.И.Веников	60
BIRTH AND NEXT FUTURE OF SATURNE II	
R.Vienet	64
МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОВАКУУМНЫХ СИСТЕМ ТЯЖЕЛОИОННЫХ СИНХРОТРОНОВ	
И.С.Дмитриев, Л.Г.Саксаганский, И.А.Шукейло, Н.И.Веников, В.Е.Ярош	73
К ВОПРОСУ ОБ ИМПУЛЬСНОМ ПИТАНИИ КОЛЬЦЕВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
О.А.Гусев, А.П.Лебедев, В.Д.Федоров	79
УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
В.А.Бомко, А.Ф.Дьяченко, А.В.Пипа, Н.А.Хижняк	83
ПУЧКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ ЗАРЯДОВ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ С ФАЗОПЕРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ	
В.В.Кушин, Б.П.Мурин, П.А.Федотов, Д.Г.Кошкарев	87
СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ В ПРОЦЕССАХ ИНЖЕКЦИИ И УСКОРЕНИЯ И РАСЧЕТЫ ПЕРЕЗАРЯДНЫХ МИШЕНЕЙ	
А.К.Каминский	91
ЦИКЛОТРОН С ПЛАВНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ЭНЕРГИИ	
Л.А.Саркисян, Е.Ф.Кириянов, Ю.А.Воробьев	94
СЕССИЯ А-III. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ	
ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	
Н.С.Диканский, В.И.Кононов, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина	99
ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНО-ПРОДОЛЬНОЙ СВЯЗИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	
Н.С.Диканский, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков	107

	Стр.
ПРОДОЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩЕГОСЯ В НАКОПИТЕЛЕ С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ	
Н:С.Диканский, Д.В.Пестриков	111
ВОЗМОЖНОСТИ СТОХАСТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	
Я.С.Дербенев, С.А.Хейфец	115
СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЕ	
Я.С.Дербенев	119
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОНДУЛЯТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ	
Е.Л.Салдин, Ю.М.Шатунов	124
ЗАПУСК ПОЗИТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ИСТОЧНИКА ДЛЯ ВЭПП-4	
С.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич, Б.И.Гришанов, М.М.Карлинер, В.Ф.Клюев, А.В.Кожемякин, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров, О.А.Нежевенко, Ю.А.Немков, Г.И.Острейко, Б.З.Персов, В.В.Петров, В.М.Радченко, Г.В.Сердобинцев, В.И.Сербин, А.Ф.Серов, Э.М.Трахтенберг, А.В.Филипченко, Е.И.Харитонов, Г.И.Яснoв	128
МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ЭНЕРГИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ В НАКОПИТЕЛЕ	
А.А.Жоленц, И.Я.Протопопов, А.Н.Скринский	132
СОСТОЯНИЕ РАБОТ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М	
И.Б.Вассерман, П.М.Иванов, И.А.Кооп, Л.М.Курдадзе, А.П.Лысенко, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, В.Ф.Туркин, Ю.М.Шатунов, В.Г.Шамовский	136
УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ВЛЭППа. ИССЛЕДОВАНИЯ МАКСИМАЛЬНО ДОСТИЖИМОГО ТЕМПА УСКОРЕНИЯ	
В.Е.Балакин, О.Н.Брежнев, А.В.Новохатский, Ю.И.Семенов	140
ДИНАМИКА ПУЧКА ВЛЭППа	
В.Е.Балакин, И.А.Кооп, А.В.Новохатский, А.Н.Скринский, В.П.Смирнов	143
СЕССИЯ А- IV. МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ, ВКЛЮЧАЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ	
РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ИМПУЛЬСНОГО ДИПОЛЯ ДА-1-1	
В.И.Балбеков, Э.А.Булатов, В.А.Васильев, Л.М.Васильев, М.И.Глинский, Ю.П.Дмитриевский, В.И.Долженков, В.В.Елистратов, Е.М.Каштанов, К.П.Мызников, А.И.Никулин, В.В.Сытник, А.В.Тарасов, Л.М.Ткаченко, Л.С.Ширшов, П.А.Щербаков	149

МОДЕЛИ МОДЕЛЬ ПРОТОТИПОВ ДИПОЛЕЙ УНК

В.Л.Васильев, П.П.Клявин, М.Н.Косякин, И.Ф.Мальшев,
И.А.Мозалевский, Н.А.Моносзон, В.И.Перегуд,
Б.В.Рождественский, О.Б.Сенченко, В.А.Титов 153

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МОДЕЛЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЬНЫХ
МАГНИТОВ СДМ-3 и СДМ-6

В.Л.Васильев, Л.Б.Динабург, П.П.Клявин, М.Н.Косякин,
В.Н.Лебедев, И.А.Мозалевский, А.В.Никифоровский,
П.В.Смирнов, В.А.Федоров, М.С.Фомин 158

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ ЭВАКУАЦИИ ЭНЕРГИИ
ИЗ ВНУТРЕННЕ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

Н.Г.Анищенко, Д.Кабат, Р.Людеманн, Х.Менке, Г.П.Цвинева,
Ю.А.Шишов 162

РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОГО РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ

Л.Н.Зайцев 166

О МЕРАХ ЗАЩИТЫ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ УНК
ОТ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.И.Балбеков, С.Л.Кучинин, В.Н.Лебедев, Н.В.Мохов,
К.П.Мызников, Ю.С.Федотов, В.Н.Чепегин 170

ВАРИАНТ ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ
МАГНИТОВ УНК С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОФАЗНОГО ГЕЛИЯ

В.И.Бочдаренко, В.Л.Васильев, В.Н.Васильев, Л.Б.Динабург,
В.В.Калинин, Н.А.Моносзон, И.А.Мозалевский, С.В.Семенов,
В.Ф.Фокеев, В.Н.Хрущев 175

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕПЛОВЫХ
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСИЛИЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТАХ
УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л.И.Гребень, Е.С.Миронов, Х.Х.Мустафин 178

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ В ИМПУЛЬСНОМ ОДНОВИТКОВОМ МАГНИТЕ
С НАСЫЩАЮЩИМ ЖЕЛЕЗОМ

Б.В.Вечеславов, П.Д.Воблый, В.Н.Карасюк, В.И.Купчик,
Г.И.Сильвестров, А.Д.Чернякин 181

СИЛОВОЕ ПИТАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ НАКОПИТЕЛЯ
ВЭПП-4

Б.А.Баклаков, В.Ф.Веремеенко, М.М.Карлинер, С.З.Любецкий,
С.П.Петров, В.Г.Попов, А.Е.Рефес 185

ТИРИСТОРНАЯ СИСТЕМА ПИТАНИЯ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИТЭФ

В.П.Агалаков, И.Ф.Клеопов, И.С.Окорочков, В.Г.Самсонов,
С.Н.Васильев, Г.И.Гусев, О.А.Гусев, В.М.Ковман, М.Г.Снедце,
А.А.Нестеров, В.Д.Федоров 191

МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ С ПОДМАГНИЧИВАНИЕМ	
В.А.Москалев, В.В.Васильев, Э.Г.Фурман	195
РЕЛЕЙНЫЕ ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ ДЛЯ СИСТЕМ МЕДЛЕННОГО НАВЕДЕНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА НА ВНУТРЕННИЕ МИШЕНИ УСКОРИТЕЛЯ У-70	
С.А.Белов, А.А.Кардаш, В.А.Медведев, В.К.Перебейнос, В.Г.Широков	198
ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ С ПОМОЩЬЮ ДЛИННОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КАТУШКИ	
П.Д.Воблый, С.И.Мишнев, И.Я.Протопопов, Б.М.Смирнов	203
ВОПРОСЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛОСКОЙ ВЕРШИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА	
В.П.Гончаренко, О.А.Гусев, Н.С.Резчикова	206
АНАЛИЗ РАБОТЫ ТИРИСТОРНОЙ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ КОЛЬЦЕВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТА ЭКУ-6	
О.А.Гусев, А.И.Константинов, А.П.Лебедев, Б.А.Вартанян, А.С.Диванян, Э.М.Лазиев, Г.А.Мартиросян, К.А.Садоян, С.К.Есин	212
НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ УСКОРИТЕЛЯ ИФВЭ ПРИ РАБОТЕ С БУСТЕРОМ	
Б.А.Алексеев, В.И.Андреев, М.П.Васильев, К.К.Власов, А.А.Гулак, В.Н.Дорошенко, В.Г.Ивкин, И.И.Ковалевский, В.М.Кофман, А.П.Лебедев, И.В.Мозин, Б.Н.Попсуевич, В.Н.Рожков, А.А.Тункин, В.Д.Федоров, В.Н.Пакалин, О.Н.Радин, Е.Ф.Троянов, К.А.Яковлев	216
СЕССИЯ Б-1 . ЦИКЛИЧЕСКИЕ И ЛИНЕЙНЫЕ ИНТЕНСИВНЫЕ УСКОРИТЕЛИ	
DEVELOPMENTS AT TRIUMF	
J.T.Sample, M.K.Craddock, K.L.Erdman	221
ИНТЕНСИВНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ	
И.М.Капчинский	229
СХЕМА ВЫСОКОПОТОЧНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ С ЛИНЕЙНЫМ УСКОРИТЕЛЕМ	
Б.Л.Иоффе, И.М.Капчинский, Н.В.Лазарев, А.Д.Леонгардт, И.В.Чувило, А.А.Васильев, Р.Г.Васильков	236
ОСНОВНЫЕ АСПЕКТЫ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА	
Б.П.Мурин, А.П.Федотов	241

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ И ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА /ОБЗОР/	
Ю.М.Адо, А.Г.Уфимцев, Б.К.Шембель	246
RECENT IMPROVEMENTS IN BEAM PERFORMANCE AT TRIUMF	
G.Dutto	252
К ВОПРОСУ О РАСШИРЕНИИ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА ПРОТОННОГО ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ	
И.М.Капчинский, Р.П.Куйбида	256
ПРИМЕНЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ФОКУСИРУЮЩЕГО СОЛЕНоиДА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОГО ТОКА В ЛИНЕЙНОМ ИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ	
Б.И.Бондарев, А.А.Кузьмин, Б.П.Мурин, В.М.Пироженко, Л.Ю.Соловьев	260
CONSTRUCTION OF A HIGH INTENSITY DEUTERON LINAC WITH AN ENERGY OF 35 MeV AND AN INTENSITY OF 100 mA CW	
E.M.Pottmeyer, Jr.	264
РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ В КАНАЛЕ ИНЖЕКЦИИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ	
А.Н.Мирзоян, П.Н.Остроумов, Г.В.Романов, А.П.Фатеев	270
ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПУЧКА КОМПАКТНОГО 103-СМ ЦИКЛОТРОНА	
А.В.Гальчук, А.В.Степанов, Ю.И.Стогов	273
УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА СИНХРОЦИКЛОТРОНА ЛИЯФ им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА АН СССР ЗА СЧЕТ УЛУЧШЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ	
Н.К.Абросимов, С.П.Дмитриев, А.В.Куликов, Г.Ф.Михеев, Г.А.Рябов	277
ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ	
Г.И.Бацких, И.К.Гуслицков, К.В.Кузнецов, Г.Л.Саксаганский, В.Д.Бурлаков, С.К.Есин, О.Д.Пронин	281
ПЕРСПЕКТИВЫ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЦИКЛОТРОНОВ	
Л.А.Саркисян	285

СЕССИЯ Б-11. РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЕЙ

АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ И КОНТРОЛЬ ИСТОЧНИКА ПОЗИТРОНОВ ДЛЯ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4	
А.С.Калинин, В.В.Каргальцев, Э.А.Купер, А.С.Медведко, Н.А.Мезенцев, Ю.И.Ощепков, Ю.И.Эйдельман	291
СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО СБОРА ИНФОРМАЦИИ И УПРАВЛЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯМИ НИИ ЯФ	
В.П.Анохин, С.В.Волков, М.Г.Гренбэк, В.В.Захаров, В.И.Мамаев, В.Т.Преслер, Г.А.Савинкова, В.М.Хлоповских	295
ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ В СИСТЕМАХ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯМИ	
Н.Д.Васильев, В.Г.Ивкин, И.В.Мюзин, В.А.Шелехов	299
ГРАФИЧЕСКИЙ ДИСПЛЕЙ СИСТЕМЫ ОТОБРАЖЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ АСИУ БУСТЕРА	
В.П.Антипов, В.Л.Брук, В.Б.Сидоров, В.Г.Тишин	303
СИСТЕМА НОВЫХ УСКОРЯЮЩИХ СТАНЦИЙ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА НА 76 ГЭВ ДЛЯ РАБОТЫ С БУСТЕРОМ	
А.М.Гудков, Б.М.Гутнер, А.А.Журавлев, В.Б.Залманзон, М.И.Лютков, В.В.Поляков, А.И.Прокопьев, И.И.Сулыгин, Б.К.Шембель	307
ВОЛНОВОДНЫЕ И РЕЗОНАТОРНЫЕ УСКОРЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА УНК	
В.В.Каталев, С.А.Кузнецов, И.И.Сулыгин, Б.К.Шембель, О.А.Вальднер, С.А.Завадцев, Б.В.Зверев, Э.С.Масунов, В.Л.Морозов, Н.П.Собенин	311
ИСПЫТАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ СИСТЕМЫ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4 НА ЭНЕРГИЮ 2 x 5,5 ГЭВ	
В.Г.Вещеревич, Э.И.Горникер, М.М.Карлинер, Г.Я.Куркин, И.Г.Макаров, С.Н.Морозов, В.М.Петров, И.К.Седляров, А.Ф.Серов, И.А.Шехтман	315
КОММУТАТОРЫ СО СЖАТЫМ ГАЗОМ ДЛЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ	
Е.И.Логачев, Г.Е.Ремнев, А.М.Толопа, Ю.П.Усов	318
ИЗМЕРЕНИЕ РАВНОВЕСНОЙ ОРБИТЫ ПУЧКА В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4	
Е.Н.Дементьев, Н.И.Зиневич, А.С.Калинин, Э.А.Купер, А.С.Медведко	322
БЕСКОНТАКТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ	
В.В.Елян	326

**СТАБИЛИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ УСКОРЕНИЯ И ВЫВОДА УСКОРЕННЫХ
ЯДЕР НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ**

Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков, А.П.Царенков,
К.В.Чехлов 333

**СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОМПЛЕКСА
ВЭПП-4 НА ОСНОВЕ УНИФИЦИРОВАННОГО РЯДА ГЕНЕРАТОРОВ
МОДУЛЬНОГО ТИПА**

М.М.Карлинер, Э.А.Купер, П.Т.Надточий, В.П.Приходько,
А.Ф.Серов, Э.М.Трахтенберг, А.Д.Гончаров,
Т.Е.Вечеславова 337

**КОМПЛЕКС РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО
ПРОГРАММИРУЕМОГО МОДУЛЯТОРА ГВЧ СИНХРОЦИКЛОТРОНА**

В.А.Алексеев, В.А.Арсеньев, В.П.Герасимов,
С.А.Серебряков, О.Н.Сливченко, В.Г.Синенко, А.А.Глазов,
Б.Н.Марченко, Л.М.Онищенко, В.И.Смирнов 340

**ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ РЕЗОНАТОРА ВТОРОЙ ЧАСТИ ЛИНЕЙНОГО
УСКОРИТЕЛЯ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ**

В.Г.Андреев, В.М.Белугин, Л.В.Кравчук, Е.Н.Прохоров 344

**СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ АМПЛИТУДЫ ВЧ-ПОЛЯ В 1-й ЧАСТИ
УСКОРИТЕЛЯ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ**

А.И.Кваша, В.И.Рогачев, Ю.С.Черкашин 348

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ ШЕСТОГО ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО УСКОРИТЕЛЯМ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

- | | |
|------------------------------------|--|
| А.А.Васильев
/председатель/ | - доктор технических наук,
Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР, Москва |
| В.П.Саранцев
/зам.председателя/ | - доктор физико-математических наук,
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна |
| В.А.Бережной | - кандидат физико-математических наук,
Научный совет АН СССР по проблемам ускорения
заряженных частиц |
| В.Д.Бурлаков | - кандидат физико-математических наук,
Институт ядерных исследований АН СССР,
Москва |
| О.А.Вальднер | - доктор технических наук,
Московский инженерно-физический институт,
Москва |
| О.А.Войналович | - Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР, Москва |
| В.А.Глухих | - доктор технических наук,
Научно-исследовательский институт электро-
физической аппаратуры им. Д.В.Ефремова,
Ленинград |
| И.А.Гришаев | - доктор физико-математических наук,
Физико-технический институт АН УССР, Харьков |
| О.А.Гусев | - кандидат технических наук,
Научно-исследовательский институт электро-
физической аппаратуры им. Д.В.Ефремова,
Ленинград |
| Ю.Н.Денисов | - доктор технических наук,
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна |
| В.П.Джелепов | - член-корреспондент АН СССР,
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна |
| В.П.Дмитриевский | - доктор физико-математических наук,
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна |
| С.К.Есин | - доктор технических наук,
Институт ядерных исследований АН СССР,
Москва |
| С.П.Капица | - доктор физико-математических наук,
Институт физических проблем АН СССР,
Москва |
| Э.Н.Каржавина | - Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР, Москва |

- В.Л.Карповский - Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна
- А.А.Коломенский - доктор физико-математических наук,
Физический институт им. П.Н.Лебедева
АН СССР, Москва
- А.А.Кузьмин - кандидат технических наук,
Радиотехнический институт АН СССР,
Москва
- В.Ф.Кулешов - кандидат физико-математических наук,
Комиссия по ядерной физике при
Президиуме АН СССР
- Э.М.Лазиев - кандидат технических наук,
Ереванский физический институт
- К.П.Мызников - доктор физико-математических наук,
Институт физики высоких энергий,
Серпухов
- А.А.Наумэв - член-корреспондент АН СССР,
Институт физики высоких энергий,
Серпухов
- А.Н.Скринский - академик, Институт ядерной физики
СО АН СССР, Новосибирск
- Г.Н.Флеров - академик, Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна
- И.В.Чувило - доктор физико-математических наук,
Институт теоретической и экспериментальной
физики, Москва

ПОРЯДОК РАБОТЫ СОВЕЩАНИЯ

II октября, утро

Открытие совещания.

Вступительное слово председателя Оргкомитета совещания А.А.Васильева. Приветственное слово от Президиума АН СССР (академика Г.Н.Флерова) и от Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР (первого заместителя председателя Госкомитета И.Д.Морохова). Приветственное слово от Объединенного института ядерных исследований (вице-директора ОИЯИ М.Совински). Приветственное слово от горисполкома г.Дубны (председателя исполкома Дубненского городского Совета народных депутатов В.Ф.Охрименко).

	Сессия А - I	Проекты крупных ускорителей. Председатель А.А.Васильев
II октября, вечер	Сессия А - II	Ускорители тяжелых ионов. Председатель Г.Н.Флеров
	Сессия А - III	Встречные пучки. Председатель А.Н.Скринский
	Сессия А - IV	Магнитные системы, включая сверхпроводящие. Председатель О.А.Гусев
12 октября, утро	Сессия Б - I	Циклические и линейные интенсивные ускорители. Председатель Ю.Н.Денисов
	Сессия Б - II	Радиотехнические и радиоэлектронные системы ускорителей. Председатель А.А.Кузьмин
	Сессия Б - III	Новые методы ускорения. Председатель В.П.Саранцев
12 октября, вечер	Сессия Б - IV	Новые методы ускорения (продолжение). Председатель А.Н.Диденко
	Сессия Б - V	Ионные источники и ускорители прямого действия. Председатель О.А.Вальднер
	Сессия Б - VI	Проблемы эффективности использования ускорителей, мишени и транспортировка пучков. Председатель И.В.Чувило
13 октября, утро	Сессия В - I	Синхротронное излучение Председатель С.П.Капица
	Сессия В - II	Динамика частиц в ускорителях и накопителях.

	Сессия В - III	Председатель А.Н. Коломенский Ускорители для прикладных исследований. Председатель В.А. Глухих
13 октября, вечер	Сессия В - IV	Проекты новых крупных ускорителей (продолжение). Председатель Ю.М. Адо

Заключительное слово председателя
Оргкомитета совещания.

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО
ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА А.А.Васильева

Глубокоуважаемые товарищи, дамы и господа!

VI Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц, которое можно назвать юбилейным, поскольку первое состоялось 10 лет назад – в 1968 году, проходит в знаменательное для ускорительной науки и техники время перехода к сооружению нового поколения ускорителей на сверхвысокие энергии, более совершенных ускорителей тяжелых ионов, ускорителей для медицинских и других видов исследований в различных областях науки и народного хозяйства.

Открытие кварков, поиск и открытие все более тяжелых субъядерных частиц, более ясное понимание строения элементарных частиц, развитие единой теории сил взаимодействия – все это позволило более четко определить, какие эксперименты необходимы для проверки и определения путей дальнейшего развития этих теорий. Главное требование, предъявляемое к ускорителям, предназначенным для проведения фундаментальных исследований, – это обеспечение энергии в центре масс в сотни и тысячи ГэВ при достаточно высокой светимости, получение мощных пучков вторичных частиц с энергиями, достигающими сотен и тысяч ГэВ.

Ясно, что сооружение ускорителей на столь грандиозные энергии не было бы возможным без разработки новых систем и методов, например, для автоматического управления параметрами пучка ускорителя или формирования пучка с требуемыми свойствами в местах пересечений, без использования явления сверхпроводимости или способов так называемого "охлаждения" пучка и т.д. и т.п.

В последние годы возник очень большой интерес к физике тяжелых ионов. Для проведения исследований трансурановых элементов, сверхплотных ядер, в области релятивистской ядерной физики и по другим перспективным направлениям необходимо иметь ускорители ионов с энергией в диапазоне от единиц до сотен и тысяч МэВ на нуклон. Все эти проблемы подробно обсуждались на прошедших Всесоюзных совещаниях по ускорителям, представлены они также и в повестке дня VI Всесоюзного совещания.

Если раньше ускорители использовались в основном для фундаментальных исследований в области физики элементарных частиц и ядерной физики, то в настоящее время они находят все большее применение в медицине, биологии, физике твердого тела и т.д., а также в различных технологических промышленных процессах. В последние годы в ряде ускорительных центров интенсивно обсуждается возможность применения ускорителей тяжелых ионов для осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Не случайно уже второй раз Всесоюзное совещание по ускорителям будет проходить в Дубне, в Объединенном институте ядерных исследований. Здесь в свое время были созданы самые крупные ускорители Советского Союза, а ныне готовится к пуску уникальный ускоритель тяжелых ионов У-400. В Дубне работал автор принципа автофазировки и новых коллективных методов ускорения академик В.И.Векслер.

Расширяется международное сотрудничество советских ученых с учеными стран-участниц ОИЯИ, США, Франции и других стран в области ускорительной техники. Представители Советского Союза, Объединенного института ядерных исследований принимают участие в работе Международного комитета по будущим ускорителям, который создан при комиссии ИОПАП.

Перед коллективами советских ускорительных центров, которые представлены на настоящем совещании, решениями XXV съезда КПСС поставлены большие задачи по увеличению уровня и эффективности научных исследований, по быстрейшему внедрению результатов научных исследований в практику. Определенный вклад в решение этих задач должно дать и настоящее Совещание, на котором в работе 14 сессий примет участие около 400 специалистов в области ускорительной науки и техники. На сессиях, кроме обсуждения вопросов создания систем и элементов ускорителей для научных исследований, большое внимание будет уделено вопросам разработки ускорителей для народного хозяйства. Кроме специалистов из Советского Союза в работе совещания примут участие наши гости, 42 специалиста из 11 стран.

Разрешите, по поручению Оргкомитета, объявить VI Всесоюзное совещание открытым, пожелать всем участникам совещания успешной работы.

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО ОТ ПРЕЗИДИУМА АН СССР

академика Г.Н.ФЛЕРОВА

Глубокоуважаемые товарищи и коллеги, дамы и господа!

Разрешите от имени Президиума Академии наук СССР приветствовать собравшихся в Объединённом институте ядерных исследований ученых и специалистов из самых разных стран мира – участников регулярно проводимого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Это совещание является шестым по счёту Всесоюзным совещанием; кроме этого, регулярно проводятся международные конференции, а также национальные конференции в США. Совещания по ускорителям проводятся каждые два года, и опыт показал, что для столь бурно развивающейся области науки и техники это правильная периодичность, позволяющая специалистам оперативно обмениваться современной информацией.

Успешная работа крупных ускорительных комплексов и накопительных колец в США, ЦЕРНе, СССР и других странах, расширение сферы применения ускорителей в медицине и промышленности, новые идеи и проекты – все это свидетельствует о том, что создание ускорительных комплексов является одним из магистральных путей развития современной науки и техники, оказывающим решающее влияние на многие другие отрасли современного знания.

Действительно, физика атомного ядра и элементарных частиц является важнейшим направлением фундаментальных физических исследований. Прогресс в этой области знания неразрывно связан с использованием ускоренных пучков частиц больших энергий и интенсивностей, и дальнейшее продвижение здесь должно позволить получить ответы на вопросы, связанные со структурой элементарных частиц, а также дать информацию, необходимую для построения единой теории сил взаимодействия.

Важные задачи исследования ядра и элементарных частиц связаны с созданием пучков тяжелых ионов, которые дают возможность синтезировать сверхтяжелые ядра, изучать ударные волны в ядрах, проводить поиски сверхплотных ядер, а также имеют большое прикладное значение.

Использование высокоинтенсивных мезонных пучков (получаемых с помощью сильноточных протонных ускорителей – " мезонных фабрик ") стимулировало исследования в области элементарных частиц и ядра, мезонной химии, по медицинской диагностике и терапии.

Таким образом, ускорители – источники различного рода излучений – являются основной экспериментальной базой современной физики, помогающей нашему дальнейшему продвижению на пути познания тайн природы.

Необходимо также подчеркнуть, что большие успехи достигнуты в разработке и создании ускорителей для изучения твердого тела, биологических исследований, медицины и промышленных применений. В этой области перед учеными и инженерами также стоят большие задачи.

Разрешите мне от имени Президиума Академии наук СССР пожелать всем участникам VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц новых творческих успехов в развитии ускорительной науки и техники.

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО
ПЕРВОГО ЗАМЕСТИТЕЛЯ ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ГОСУДАРСТВЕННОГО КОМИТЕТА ПО
ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР И. Д. МОРОХОВА

Уважаемые товарищи, дамы и господа, коллеги!

Я приветствую вас от имени Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР, который совместно с Академией наук СССР и Объединённым институтом ядерных исследований – одним из крупнейших международных научных центров – является организатором VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.

Сегодня мы являемся свидетелями и участниками бурного развития ускорительной науки и техники. В последние годы усилиями ученых и инженерно-технических работников совместно со специалистами других областей знания созданы разнообразные и совершенные ускорительные установки и комплексы как для проведения фундаментальных научных исследований, так и для решения прикладных задач.

С развитием ускорительной науки и техники мы связываем перспективы дальнейшего и все более глубокого понимания природы ядерных сил, проникновения в суть явлений, происходящих в мире ядер и элементарных частиц. Для этого необходимо создание крупных ускорительных комплексов и установок, таких как УНК, ВЭПП-4, У-400 и других, которые сооружаются или находятся в стадии проектирования. Весьма многообещающим бурно развивающимся в последние годы направлением являются ускорители тяжёлых ионов, которые могут найти и находят поместные удивительные применения. Широко внедряются ускорители в промышленность, сельское хозяйство, в различные области науки и техники, в медицину. Весьма скромные по своим размерам ускорительные установки способствуют подъёму промышленной технологии на качественно новый уровень.

Все это дает основание надеяться, что развитие ускорительной науки и техники в ближайшие годы будет способствовать как укреплению материальной базы, на которую опираются фундаментальные науки, так и удовлетворению самых неотложных нужд человечества.

Практическое использование ускорительных установок требует умелого использования новых методов и идей в самых различных областях современной науки и техники. Только реализация передовых методов и технологических приемов позволит создавать ускорители, отвечающие современным требованиям, обеспечит наиболее эффективное использование их в физических экспериментах.

В свете сказанного очень большое значение имеет кооперация ученых и специалистов различных стран, международное сотрудничество в вопросах развития ускорительной техники и ее использования. Наша страна, ГКАЭ всемерно поддерживает дальнейшее развитие такого сотрудничества с учетом научной и прикладной значимости этого направления.

Основные направления развития ускорительной науки и техники нашли свое отражение и в программе VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, в которую включено Оргкомитетом более 150 докладов. Мы приветствуем доклады наших гостей – зарубежных ученых. Эти доклады посвящены тенденциям развития ускорителей, использованию их в медицине и промышленности, увеличению эффективности действующих ускорителей и многим другим вопросам.

Широкое обсуждение представленных докладов, обмен мнениями и дискуссии, личные встречи помогут развитию этой области науки и техники.

Разрешите мне от имени Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР пожелать вам интересной плодотворной работы в эти насыщенные заседаниями и дискуссиями три дня, пожелать вам новых достижений в науке и технике ускорителей, укрепления сотрудничества в этой области между учеными и специалистами разных стран мира.

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО
ВИЦЕ-ДИРЕКТОРА ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
М. СОВИНСКИ

Уважаемые коллеги!

Разрешите мне от имени дирекции Объединённого института ядерных исследований приветствовать вас в стенах нашего института.

Мы все являемся свидетелями и участниками бурного развития ускорительной техники. Сейчас ядерно-физические институты всего мира связывают свои перспективы с развитием ускорительных комплексов. Ускорители являются основным инструментом не только в исследованиях для изучения структуры и свойств материи в области фундаментальных наук, но и в смежных прикладных областях народного хозяйства — энергетике, медицине и т.д.

Мне приятно сообщить Вам, что этот год для Объединённого института был ознаменован значительными событиями в развитии его базовых установок:

- сооружен новый мощный импульсный реактор на быстрых нейтронах ИБР-2 — уникальная экспериментальная установка, мощность которой в 200 раз будет превосходить мощность действующего ИБР-30; произведен физический пуск реактора;
- на прототипе ускорителя тяжёлых ионов (УТИ) получены стабильные результаты по ускорению ионов азота до энергии 1,5 МэВ на нуклон при интенсивности $5 \cdot 10^{11}$ ионов/цикл;
- большая работа проведена по наладке оборудования для комплексной подготовки физического пуска уникального циклотрона У-400.

Эти успехи свидетельствуют о новых широких возможностях в дальнейшем изучении свойств микромира, в расширении научных исследований в странах социалистического содружества.

Генеральный план развития ОИЯИ предусматривает создание крупных ускорительных комплексов — ускорительного комплекса тяжёлых ионов (УКТИ), ускорителя У-400. Планы нашего Института связываются с созданием ускорительно-накопительного комплекса в Институте физики высоких энергий в Протвино. Обсуждение проблем создания этих установок на форуме ученых Советского Союза вместе с коллегами из других стран поможет дирекции ОИЯИ уточнить и скорректировать свои планы.

Особый интерес представляют для нас ускорители для прикладных исследований, обсуждению перспектив развития которых будут посвящены специальные заседания данного совещания.

Доклады и сообщения, дискуссии и личные контакты помогут по-деловому ознакомиться с результатами уже сделанного и поделиться планами на будущее.

Искренне желаю вам плодотворной творческой работы и новых достижений в науке и укреплении научного сотрудничества.

Спасибо за внимание!

ПРИВЕТСТВЕННОЕ СЛОВО
ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ИСПОЛКОМА ДУБНЕНСКОГО ГОРОДСКОГО СОВЕТА НАРОДНЫХ
ДЕПУТАТОВ В.Ф.ОХРИМЕНКО

Дорогие товарищи!

Уважаемые дамы и господа!

Мне очень приятно от имени жителей Дубны приветствовать Вас — участников VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц.

Наш город, одним из основателей которого был родоначальник современных ускорителей заряженных частиц академик Владимир Иосифович Векслер, теснейшим образом связан с ускорителями и физическими экспериментами, выявляющими фундаментальные закономерности микромира. В Дубне выросла большая когорта ускорительщиков и физиков, работающих как в ОИЯИ, так и во многих научных институтах стран-участниц. Без преувеличения можно сказать, что у большинства участников Конференции научные биографии, а у многих и жизненные, тесным образом связаны с нашим городом.

В Дубне начинает работу уже и второе молодое поколение ускорительщиков и физиков, интересы которых были сформированы в наших замечательных дубненских школах. Поэтому не случайно, что дубненцы приветствуют Вас, участников VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, уже во второй раз.

Желаю Вам успешной и плодотворной работы на Совещании и приглашаю в наш город в будущем.

ПРОЕКТЫ НОВЫХ КРУПНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Председатель: А.А.Васильев

Секретарь: В.С.Александров

А - I

УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ИФВЭ (СОСТОЯНИЕ РАБОТ)

В.И.Балбеков, Ю.П.Дмитревский, О.В.Курнаев, В.Н.Лебедев, А.А.Логунов,
К.П.Мызников, Л.Л.Мойжес, А.А.Наумов, В.Г.Рогозинский, Л.Д.Соловьев,
Ю.С.Федотов, Б.К.Шембель, В.А.Ярба

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В.А.Глухих, О.А.Гусев, Л.Б.Динабург, И.Ф.Малышев, Н.А.Моносзон,
И.А.Мозалевский, Г.Л.Саксаганский, В.А.Титов, В.Д.Федоров

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

В.В.Елян, А.А.Кузьмин, Е.С.Мионов

Московский радиотехнический институт АН СССР

А.А.Васильев, Г.П.Воронцов, А.М.Гюльханданян, Е.Л.Макеев, Ф.З.Ширяев
Государственный комитет по использованию атомной энергии

1. Введение

Ускорительно-накопительный комплекс ИФВЭ (УНК) разрабатывается как база для дальнейшего развития и углубления исследований в области физики высоких энергий [1-4]. В качестве основы УНК выбран сверхпроводящий протонный синхротрон на энергию 3 ТэВ с возможностью создания в дальнейшем системы встречных пучков [4]. В настоящее время закончена разработка эскизного проекта УНК.

Основные параметры ускорителя приведены в таблице I.

Т а б л и ц а I
Основные параметры УНК

П а р а м е т р	Единица изм.	I ступень	II ступень
1. Общая длина	м	19288	19288
2. Энергия инжекции	ГэВ	70	400
3. Максимальная энергия	ГэВ	400	3000
4. Напряженность магнитного поля при инжекции	Т	0,117	0,670
5. Максимальная напряженность магнитного поля	Т	0,670	5,0
6. Длительность цикла	с	78	78
7. Импульсная интенсивность	прот/цикл	$6 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^{14}$

Ускоритель двухступенчатый. Первая ступень УНК представляет собой протонный синхротрон с электромагнитом обычного типа и предназначается для накопления и предварительного ускорения протонов до энергии 400 ГэВ. Ускорение до максимальной энергии будет происходить во второй ступени, в которой предполагается

использовать сверхпроводящий магнит. Оба ускорителя располагаются в общем туннеле. В качестве инжектора в УНК будет использован существующий ускоритель ИФВЭ на энергию 70 ГэВ, интенсивность которого планируется повысить до $5 \cdot 10^{13}$ протонов за цикл.

Двухступенчатая система позволяет существенно облегчить режим работы сверхпроводящего ускорителя. Предварительное ускорение пучка в I ступени дает возможность ослабить влияние остаточных полей. За счет уменьшения размеров пучка снижаются требования к качеству поля сверхпроводящих магнитов. Этому способствует также однооборотная инжекция пучка на центральную орбиту II ступени. Длительное накопление пучка переносится в I ступень, что дает возможность разгрузить сверхпроводящий ускоритель от неизбежных потерь частиц.

Существуют и другие преимущества двухступенчатой схемы. Она позволяет максимально использовать интенсивность инжектора и получить наибольшую среднюю интенсивность ускоренного пучка. Наличие двух колец дает возможность организовать режим встречных протон-протонных пучков с энергиями 0,4 и 3 ТэВ и достичь в системе центра масс энергии 2,2 ТэВ. Кольцо I ступени можно использовать также для накопления чистых пучков электронов, антипротонов и т.п.

На рис.1 показан план УНК. Положение туннеля УНК выбрано с учетом предварительного исследования геологических условий. Центр кольца находится на расстоянии 6,5 км от центра ускорителя У-70. Размеры туннеля УНК выбраны с таким расчетом, чтобы в будущем в нем можно было расположить накопительное сверхпроводящее кольцо. Это даст возможность накапливать пучок протонов с энергией 3 ТэВ и сталкивать его с пучком такой же энергии, ускоренным в импульсном сверхпроводящем кольце. В результате энергию в pp-столкновениях можно увеличить до 6 ТэВ в системе центра масс.

Проектирование УНК ведется с учетом будущего развития. В структуру обеих ступеней введены 6 прямолинейных промежутков длиной 485 м каждый (рис.1). Пучок из У-70 инжектируется в промежуток I, где расположена система перевода пучка во II ступень УНК. Вывод ускоренных частиц производится из промежутка V. Ускоряющие системы располагаются в промежутке II, а системы аварийного вывода пучка - в промежутке IV. Промежутки III и VI резервируются под встречные пучки. Расположение колец ускорителя и накопителя в туннеле, а также конструкция прямолинейных промежутков выбраны так, чтобы в дальнейшем облегчить получение пересечений пучков с максимальной энергией. При выборе их структуры приняты меры, устраняющие влияние пересечений колец на ψ -функцию и коэффициент расширения орбит. Поперечное сечение туннеля УНК и расположение магнитов в нем схематически показано на рис.2.

2. Характеристики УНК

Схема работы УНК показана на рис.3. Пучок, содержащий $5 \cdot 10^{13}$ протонов, предварительно группируется в ускорителе У-70 ВЧ-полем с частотой 200 МГц, равной частоте ускоряющего напряжения УНК. Накопление интенсивности до $6 \cdot 10^{14}$ протонов осуществляется путем последовательной инжекции 12 импульсов из У-70 в течение 71,5 с. Периметр УНК ровно в 13 раз превышает периметр У-70, поэтому часть периметра I ступени остается не заполненной пучком. Это позволяет образовать между импульсами временные интервалы, необходимые для облегчения работы вводных и выводных устройств и уменьшения потерь частиц. После завершения накопления следует ускорение пучка в I ступени до энергии 400 ГэВ и однооборотный перевод пучка во вторую ступень УНК. Цикл II ступени состоит из ускорения в течение 20 с, вывода пучка в течение 38 с и спада поля в течение 20 с. При этом средняя расчетная интенсивность равна $7,7 \cdot 10^{12}$ прот/с.

Основные параметры магнитной структуры УНК приведены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Основные параметры магнитной структуры I и II ступеней УНК

П а р а м е т р	Единица измер.	Значение
1. Число суперпериодов		6
2. Полное число нормальных периодов		180
3. Длина нормального периода	м	91
4. Длина согласованного промежутка	м	484,67
5. Полное число диполей		2160
6. Полное число квадрупольей с учетом согласованных промежутков		402
7. Длина диполя	м	5,8
8. Длина нормального квадрупольей	м	4
9. Радиус кривизны орбиты в диполе	м	1993,89
10. Отношение градиента квадрупольей к полю диполей	м ⁻¹	14,75
11. Бетагронные частоты		40,75
12. Коэффициент расширения орбит		$5,83 \cdot 10^{-4}$
13. Критическая энергия	ГэВ	38,8

Магнитные структуры I и II ступеней одинаковы. Они включают по 180 периодов типа ФОДО с разделенными функциями. Каждый период содержит 12 диполей и 2 квадрупольные линзы. Требования к разбросу магнитных характеристик и точности расстановки диполей и квадрупольей даны в таблице 3.

Т а б л и ц а 3

1. Среднеквадратичный разброс полей диполей (горизонтальная и вертикальная составляющие)	$5 \cdot 10^{-4}$
2. Среднеквадратичная точность привязки оптических осей квадрупольей к геодезическим знакам по горизонтали и вертикали	0,1 мм
3. Среднеквадратичная точность установки соседних линз по горизонтали и вертикали	0,05 мм

Поскольку расстановку диполей предполагается производить по результатам магнитных измерений, допуск, указанный в первой строке таблицы, означает неопределенность, связанную с неточностью магнитных измерений и изменением поля в диполях в течение цикла и от цикла к циклу. Предусматривается коррекция орбиты в обеих плоскостях колебаний. При использовании в каждой плоскости по 180 корректоров и при среднеквадратичной точности измерения орбиты 0,5 мм расчетная точность коррекции составляет ± 2 мм. С учетом этого максимальные размеры пучка при инжекции в I ступени равны 50 мм по вертикали и 70 мм – по горизонтали, во второй ступени, соответственно, 42 мм и 50 мм. Вакуумная камера I ступени имеет два типа размеров: 47×87 мм² и 65×65 мм², камера II ступени имеет равномерное эллиптическое сечение 60×70 мм².

Требования к вакууму в камерах обеих ступеней УНК определяются потерями протонов из-за рассеяния на остаточном газе. Среднее давление остаточного газа в I ступени не должно превышать $3 \cdot 10^{-7}$ Тор в азотном эквиваленте, во второй ступени - $2 \cdot 10^{-6}$ Тор. Расчетные оценки показывают, что при температуре стенок камеры сверхпроводящего кольца 20-40°K может быть получен вакуум с пучком $2 \cdot 10^{-11}$ Тор по водороду, а по остальным газам $\sim 10^{-13}$ Тор.

Ускоряющие устройства УНК должны обеспечить суммарную амплитуду напряжения с частотой 200 МГц ~ 12 МВ для первой ступени и 17 МВ для сверхпроводящего кольца. Максимальные мощности, потребляемые пучком, равны, соответственно, 6,6 и 18 МВт. В настоящее время сотрудниками ИФЭ, ИФФ и ИРТГ проводятся теоретические и экспериментальные исследования с целью выбора для ускоряющих систем УНК волноводов или резонаторов. Результаты работы будут сообщены на этой конференции в отдельном докладе [5]. Синхронизация ВЧ-полей У-70 и первой ступени УНК может быть затруднена из-за большой протяженности линии инжекции, составляющей ~ 6 км. В связи с этим после каждого очередного импульса инжекции предполагается производить быструю корректировку фазы ВЧ-полей У-70 и I ступени по информации о фазовом положении пучков. Подобным же образом будет производиться синхронизация ВЧ-полей I и II ступеней УНК.

Канал инжекции представляет собой жесткофокусирующий канал типа ФОДО с периодичностью расстановки линз 50 м. Максимальный размер пучка в канале не превышает 35 мм. На всем протяжении канала через каждый км расположены станции коррекции пучка в обеих плоскостях, состоящие из датчиков положения пучка и трех корректирующих магнитов. При среднеквадратичном допуске на точность установки линз относительно оси канала 0,2 мм искажение траектории пучка не должно превышать 5 мм на всей длине канала. Конечная станция коррекции должна обеспечить сопряжение оси канала с орбитой УНК не хуже 1 мм. Ввод пучка в I ступень и перевод во II ступень производятся в вертикальной плоскости. Для корректировки траектории и согласования пучка с аксептансом ускорителя используются линзы и магниты, размещаемые в прямолинейном промежутке I.

Предусматривается три режима вывода: однооборотный, медленный резонансный в течение ~ 30 с и быстрый резонансный вывод 10 импульсов длительностью ~ 1 мс с интервалом 3 с по $6 \cdot 10^{13}$ протонов. При однооборотном выводе предполагается использовать ударный магнит длиной 30 м с фронтом нарастания поля 1,5 мкс со величины 0,9 кэ. Для медленного и быстрого резонансного вывода будет использован резонанс $3 Q_x = 122$. Для получения максимальной эффективности вывода структура согласованного прямолинейного промежутка построена так, чтобы получить в его центре максимум огибающей пучка по радиусу. При выбранном отношении максимальных значений амплитудных функций в промежутке и в структуре ускорителя ~ 10 можно получить заброс пучка в электростатический септум 20 мм. В этом случае максимальная полуширина пучка в структуре ускорителя составляет 20 мм. Допуск на относительную величину нелинейности магнитного поля на краю камеры должен составлять 10^{-4} для нечетных составляющих и $\sim 10^{-3}$ для четных составляющих. При соблюдении этих требований величина эффективности вывода составит 99 %. Для получения хорошей равномерности пучка по плотности при длительности вывода 30 с допуск на относительную величину пульсаций тока в линзах резонансной раскочки должен быть порядка 10^{-6} , а в магнитах сверхпроводящего кольца - порядка 10^{-9} .

Средняя электрическая мощность, потребляемая всеми системами УНК, составляет ~ 100 МВт. Максимальная мощность в цикле не превышает 300 МВт. Такие нагрузки являются приемлемыми для существующей сети напряжением 220 кВ. Для снижения до допустимых уровней колебаний напряжения сети, вызванных импульсными составляющими мощности УНК, предусматриваются регуляторы реактивной мощности.

3. Требования к качеству поля в сверхпроводящих диполях и пути реализации

Поле сверхпроводящих диполей содержит относительно большие нелинейные добавки, возникающие из-за отличия реальной обмотки от идеальной. Это приводит к сдвигам бетатронных частот, зависящим от амплитуд колебаний и импульсов частиц. Чтобы обеспечить ускорение пучка в сверхпроводящем кольце без потерь, рабочая точка на клетке частот бетатронных колебаний выбрана в районе, наиболее свободном от линий сильных резонансов ($Q_x \approx Q_z \approx 40,7$), а допуски на систематические нелинейности поля в диполях установлены так, чтобы в течение всего цикла ускорения разброс бетатронных частот в пучке не превышал 0,02. При этом удается избежать пересечения линий резонансов низких порядков. Требования к точности изготовления диполей выбраны из условия, чтобы близлежащие сильные резонансы вызывали модуляцию размеров пучка не более 10 %.

Поскольку величины нелинейных составляющих поля минимальны в центре апертуры диполей, приняты меры к тому, чтобы в течение всего времени ускорения в УНК пучок находился вблизи центральной орбиты. Этому способствует уменьшение размеров пучка путем предварительного ускорения в I ступени, однооборотная инжекция пучка на центральную орбиту сверхпроводящего ускорителя и точная коррекция орбиты в течение всего цикла ускорения.

Весьма существенным является вопрос о влиянии остаточных полей диполей, тесно связанный с выбором энергии инжекции во II ступень. Расчетная зависимость нелинейностей остаточного поля от уровня поля в центре для диполей УНК представлена на рис.4. Указаны относительные нелинейные добавки 2-го, 4-го и 6-го порядков на расстоянии 35 мм от оси камеры. Наибольшее действие оказывает квадратичная нелинейность. Для ее коррекции предполагается использовать секступольные линзы. Результирующий разброс бетатронных частот зависит от числа и размещения секступолей системы коррекции, что связано с большой величиной нелинейности и необходимостью учета поправок $\sim \left(\frac{\Delta H_z}{H}\right)^2$. При использовании 360 секступолей допустимая величина квадратичной нелинейности диполей составляет $-1,5 \cdot 10^{-3}$, что соответствует полю в центре около 4 кЭ. Учитывая недостаток сведений о разбросе и повторяемости остаточных полей, величина поля инжекции во II ступени УНК выбрана равной 6,7 кЭ, что соответствует энергии 400 ГэВ.

При относительном импульсном разбросе инжектируемого во II ступень пучка $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ для соблюдения требований на разброс бетатронных частот необходима коррекция хроматичности. Эта коррекция будет осуществляться с помощью тех же секступольных линз.

Систематические четные нелинейности низших порядков можно подавить путем соответствующего выбора конструкции диполей. Проведенный анализ показал, что диполь, имеющий обмотку из 2-х слоев, вполне удовлетворяет предъявляемым требованиям. Выбором углов слоев можно подавить нелинейности 2-го и 4-го порядков. Оставшиеся нелинейности высших порядков действуют слабее, и в занятой пучком области допуски на разброс бетатронных колебаний выполняются. При необходимости величина гармоник высших порядков может быть уменьшена путем установки в первом слое обмотки калиброванной прокладки, поэтому во II ступени УНК не предусматривается системы коррекции систематических нелинейностей выше 2-го порядка.

Ошибки изготовления сверхпроводящих диполей приводят к случайному разбросу четных нелинейностей и появлению нечетных нелинейностей. Требования к точности изготовления вытекают из допусков на среднеквадратичные разбросы нелиней-

ностей, возбуждающих резонансы, расположенные вблизи рабочей точки. Допустимая величина среднеквадратичного разброса квадратичной нелинейности составляет $3 \cdot 10^{-4}$, кубической нелинейности — $6 \cdot 10^{-4}$, нелинейности 6-го порядка — 10^{-3} . Ориентировочная точность изготовления и сборки обмоток, обеспечивающая такую точность, составляет 0,1 мм. Такая точность представляется достижимой, поэтому коррекция нелинейных резонансов во II ступени УНК не предусматривается.

Однако при указанной точности изготовления относительная величина постоянной составляющей кубической нелинейности и кривой градиент магнитного поля могут оказаться недопустимо большими. Предусматриваются соответствующие системы коррекции, которые предполагается разместить в длинных согласованных промежутках. Для коррекции бетатронных частот, хроматичности и замкнутой орбиты предполагается использовать универсальные сверхпроводящие корректоры, расположенные около основных квадрупольей и содержащие дипольную, квадрупольную и секступольную обмотки.

4. Эффекты пространственного заряда

При последовательной инжекции в I ступень УНК каждый импульс, содержащий $5 \cdot 10^{13}$ протонов, сопровождается скачком некогерентных бетатронных частот $\Delta Q_x = 0,017$ и $\Delta Q_z = -0,013$ (рис.5). Эти скачки практически одинаковы у всех частиц. Используя коррекцию градиента магнитного поля, можно поддерживать некогерентные бетатронные частоты в заданном положении с точностью лучше 0,01, хотя суммарные некогерентные сдвиги бетатронных частот при интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ протонов/цикл могут достигать существенных величин: $\Delta Q_x^{неког} = 0,21$ и $\Delta Q_z^{неког} = -0,15$. Нелинейность поля пространственного заряда приведет к разбросу бетатронных частот $\sim 0,01$ при интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ протонов/цикл, что не является серьезным ограничением.

Когерентные бетатронные частоты при интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ протонов будут отличаться от некогерентных на величины $\Delta Q_x^{ког} = -0,3$ и $\Delta Q_z^{ког} = -0,26$. Предельная интенсивность первой ступени УНК, определенная из условия попадания одной из когерентных частот в цельный резонанс, составляет $1,2 \cdot 10^{15}$ протонов/цикл.

Кулоновские эффекты и связанные с ними потери пучка существенны только в I ступени УНК. Во II ступени некогерентные кулоновские сдвиги пренебрежимо малы, а когерентные сдвиги при энергии 400 ГэВ и интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ протонов/цикл составляют около — 0,02.

Для подавления поперечных когерентных неустойчивостей пучка будут использоваться демпфирующие системы с обратной связью от датчиков положения с полосой ~ 1 МГц. Характерной особенностью УНК является чрезвычайно быстрое развитие стеночной неустойчивости. В I ступени при интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ прот./цикл время развития неустойчивости достигает 60 нс, т.е. примерно совпадает с периодом обращения. Эта трудность представляется преодолимой, хотя может привести к усложнению демпфирующих систем. Во II ступени время развития неустойчивости примерно в 5 раз больше, и ее подавление упрощается.

Серьезного внимания требует изучение продольных неустойчивостей, возникающих при взаимодействии пучка с резонансными элементами вакуумной камеры. При разработке элементов вакуумной камеры (сигнальных электродов, вакуумных патрубков, фланцевых соединений и т.д.) необходим тщательный контроль их резонансных частот и импедансов.

5. Проблемы, связанные с радиационным облучением сверхпроводящего кольца

Оценки воздействия высокоэнергетического излучения, обусловленного потерями пучка, на сверхпроводящие обмотки магнитов УНК показали, что радиационный разогрев может оказаться фактором, ограничивающим интенсивность пучка [6]. При мгновенных потерях энерговыделение в обмотке приводит к повышению ее температуры и может вызвать переход в нормальное состояние. При распределенных во времени потерях ограничивающим фактором является поток тепловой энергии, нагружающий криогенную систему. Его допустимая величина была принята равной 1 Вт на 1 м длины сверхпроводящего магнита. Наиболее жестким ограничением при этих условиях являются мгновенные потери пучка. Величина допустимых потерь зависит от энергии частиц и характера их временного и пространственного распределения. В начальный период ускорения во II ступени УНК оценка допустимых потерь по порядку величины составляет 10^{10} протонов за импульс.

При интенсивности ускоренного пучка $6 \cdot 10^{14}$ протонов/цикл обеспечить такой уровень облучения сверхпроводящих магнитов можно только при соблюдении специальных мер. Этому вопросу на конференции посвящен отдельный доклад [7]. В проекте УНК разработке таких мер уделено большое внимание. Накопление большой интенсивности при энергии 70 ГэВ и предварительное ускорение пучка осуществляется в I ступени. Это даст возможность существенно уменьшить эффекты пространственного заряда во II ступени. Кроме того, в I ступени будут применены различные способы формирования пучка с четкими границами в поперечном фазовом пространстве и разрывами в азимутальном распределении пучка, что позволит осуществить его перевод во II ступень с эффективностью, близкой к 100%. Для локализации возможных потерь пучка в процессе ускорения в обеих ступенях УНК в длинных прямолинейных промежутках организуются станции перехвата пучка. Большая длина прямолинейных промежутков позволяет установить после таких станций необходимое количество коллиматоров и подавить возникающие в них потоки частиц до уровня, приемлемого для нормальной работы сверхпроводящих магнитов. В случае недопустимо больших потерь ускоренный пучок будет выводиться из ускорителя в течение одного оборота с помощью систем аварийного сброса во внешние ловушки.

Серьезные проблемы возникают при выводе, так как потоки излучения, обусловленные потерями на выводных септумах, вызывают недопустимо большие энерговыделения в расположенных за ними сверхпроводящих магнитах. Наиболее эффективным способом защиты от этих потоков является поворот пучка на угол в несколько мрад относительно центральной орбиты перед забросом в выводной септум. Вследствие большой длины промежутков это позволяет существенно снизить облучение сверхпроводящих элементов. Остаточные потоки могут быть подавлены до необходимого уровня защитными коллиматорами.

При соблюдении всего комплекса мер проблема защиты сверхпроводящего магнита УНК от радиационного облучения представляется разрешимой.

6. Этапы развития УНК

По экономическим соображениям на первом этапе сооружения УНК предполагается осуществить режим с увеличенными до 40 с временами нарастания и спада магнитного поля в сверхпроводящей ступени. Это позволит ценой уменьшения средней интенсивности значительно сократить затраты на систему криообеспечения, ускоряющую ВЧ-систему, систему питания кольцевых магнитов и на энергетику. Однако комплекс инженерных сооружений проектируется таким образом, чтобы в дальнейшем

можно было развить указанные системы и повысить среднюю интенсивность ускорителя до максимальной величины.

На последующих стадиях развития комплекса предполагается осуществить в сверхпроводящем кольце режим накопления пучка протонов максимальной энергии с большим временем жизни. Столкновение этого пучка с пучком протонов, ускоренным в противоположном направлении в I ступени УНК, позволит получить энергию в системе центра масс до 2,2 ТэВ при величине светимости $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Дальнейший скачок по энергии в p-p-столкновениях до 6 ТэВ в системе центра масс может быть получен путем сооружения в туннеле накопительного сверхпроводящего кольца с постоянным полем 5 Т. При интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ протонов в каждом пучке максимальная светимость составит $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Выбранная длина промежутков позволяет удовлетворить всем требованиям экспериментов.

Изучается возможность достижения энергии 6 ТэВ в системе центра масс без дополнительного сверхпроводящего накопительного кольца. Она связана с осуществлением в УНК протон-антипротонных встречных пучков и использованием метода электронного охлаждения. Предварительное изучение показало [8], что при разумном времени накопления антипротонов можно получить светимость $10^{30} - 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Однако целый ряд нерешенных технических проблем не позволяет пока сделать обоснованное заключение о целесообразности реализации этого проекта. Тем не менее, схема комплекса УНК такова, что в дальнейшем в нее могут быть включены дополнительные элементы, необходимые для получения, накопления и предварительного ускорения антипротонов.

7. Состояние работ

Одной из центральных проблем является создание прототипов сверхпроводящих диполей УНК. В настоящее время в НИИЭФА, Сакле и ИФВЭ осуществляется совместная программа по разработке и созданию моделей диполей длиной 1 м. Целью этой работы является обоснование требований к сверхпроводящему кабелю, выбор основных конструктивных и технологических решений. Первые результаты будут доложены на этой конференции в отдельных докладах [9, 10, 11]. В ИФВЭ изготовлена и отлажена машина для изготовления кабеля, созданы стенды для испытания его коротких образцов. Заканчивается подготовка стендов для испытания диполей длиной 1 м в вертикальном погружном криостате и в горизонтальном прокачном криостате. Стенды оснащаются необходимой аппаратурой для криогенных и магнитных измерений, для измерения критических параметров и т.п. Для сокращения времени испытаний создается система автоматизированного сбора и обработки информации с помощью ЭВМ ЕС-1010. Аппаратура изготавливается совместными усилиями ИФВЭ, Сакле, МРТИ и ОИЯИ.

В институте будут созданы стенды для магнитных, вакуумных и криогенных испытаний прототипов. Предусматривается моделирование криогенной схемы УНК, которая в настоящее время разрабатывается НИИЭФА, ИФВЭ и ОИЯИ. Для этих целей будет использована криогенно-гелиевая установка мощностью 400 Вт при 4,5 К (КТУ-400). Совместно с Сакле начата работа по автоматизации криогенного стенда.

Одновременно ведется разработка и моделирование других систем УНК. Готовятся стенды для испытания ускоряющей ВЧ-системы, устройств ввода и вывода, устройств коррекции магнитного поля, систем питания кольцевых магнитов и т.п. Совместно с ОИЯИ начата разработка станции перезахвата пучка на частоту 200 МГц. В районе предполагаемого расположения УНК продолжаются геологические исследования. Ведутся долговременные исследования стабильности грунта.

Целью проводимых разработок является выбор наиболее экономичных и рациональных технических решений. В проектировании УНК и моделировании его элементов участвует большое число специалистов различных институтов, результаты деятельности которых нашли отражение в настоящем докладе.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.М.Адо, А.А.Логунов и др. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, М., "Наука", 1973, стр.275.
2. Ю.М.Адо и др. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, М., "Наука", 1975, стр.44.
3. А.А.Васильев, А.А.Логунов. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, М., "Наука", 1977, стр.18.
4. В.И.Балбеков и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. I, Серпухов, 1977, стр.127.
5. В.В.Каталев и др. Волноводные и резонаторные ускоряющие устройства УНК. Доклад на настоящем совещании, том I.
6. А.Г.Дайковский и др. Препринт ИФВЭ 77-139, Серпухов, 1977.
7. В.И.Балбеков и др. О мерах защиты сверхпроводящих магнитных элементов УНК от радиационного облучения. Доклад на настоящем совещании, том I.
8. Г.И.Гудкер и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, М., "Наука", 1977, стр.299.
9. В.И.Балбеков и др. Разработка и испытание сверхпроводящего диполя ДА-I-I. Доклад на настоящем совещании, том I.
10. В.Л.Васильев и др. Модели прототипов диполей УНК МПД-I, МПД-2, МПД-3. Доклад на настоящем совещании, том I.
11. В.Л.Васильев и др. Результаты исследований моделей сверхпроводящих дипольных магнитов СДМ-3 и СДМ-6. Доклад на настоящем совещании, том I.

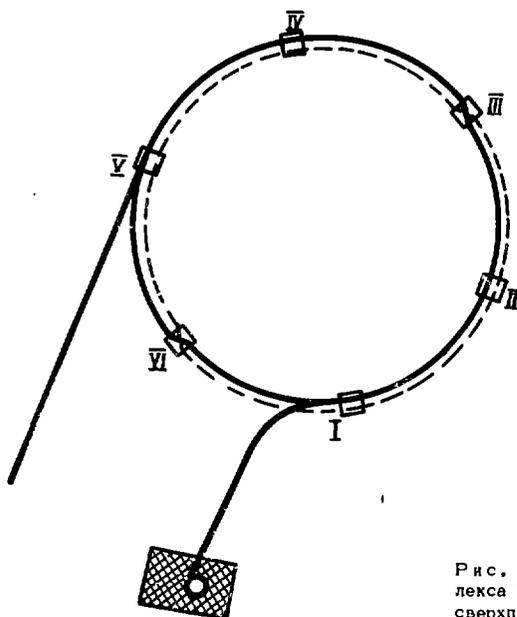


Рис. 1. План ускорительно-накопительного комплекса ИФВЭ; пунктиром показано накопительное сверхпроводящее кольцо.

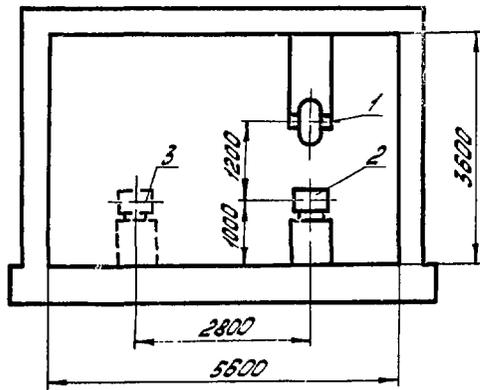


Рис. 2. Схема поперечного сечения туннеля УНК: 1 - I ступень УНК; 2 - II ступень УНК; 3 - накопительное кольцо.

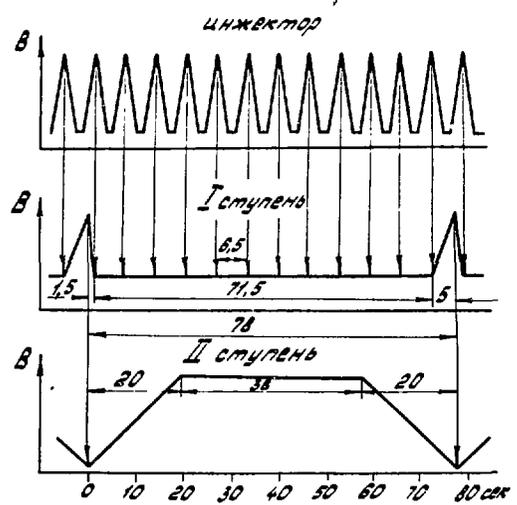


Рис. 3. Магнитный цикл инжектора У-70, I ступени и II ступени УНК.

Рис. 4. Нелинейности остаточного поля в зависимости от поля в центре сверхпроводящего диполя.

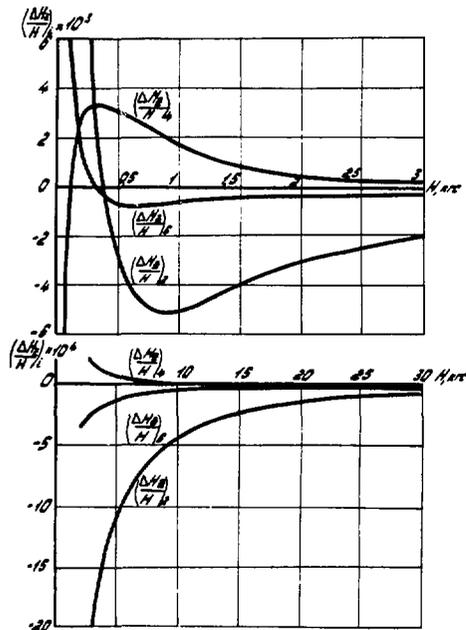
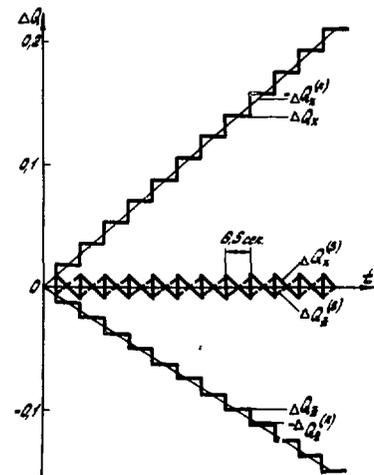


Рис. 5. Изменение некогерентных бетатронных частот при накоплении пучка в I ступени УНК: $\Delta Q_{x,z}$ - некогерентные кулоновские сдвиги за импульс инжекции; $\Delta Q^{(K)}$ - коррекция бетатронных частот; $\Delta Q^{(S)}$ - результирующие сдвиги бетатронных частот.



Status and Development Plans for Fermilab
The Fermilab Staff
Presented by D.E. Johnson

Fermi National Accelerator Laboratory*
Batavia, Illinois USA

I. Introduction

This paper presents the current status of the accelerator at Fermilab along with a brief summary of new developments carried out within the past year. Among these developments are the installation and regular operation of a negative-ion source and subsequent negative-ion injection into the booster synchrotron and the fabrication and initial operation of a 200-MeV storage ring which will be used to study electron cooling and eventually to accumulate and store antiprotons. Also discussed is the present status of the Energy Doubler/Saver magnet system. Finally, a brief discussion of a test currently underway to circulate beam through a string of Doubler/Saver magnets will be given.

II. Present Status

The Fermilab accelerator consists of two, 750-keV Cockcroft-Walton preaccelerators, a 200-MeV linac, an 8-GeV rapid-cycling booster synchrotron, and the 400 to 500-GeV main accelerator. Normal operation is to have a 16 second cycle during the day and an 8.5 second cycle at night, each with about a 1.25 second flattop. The different cycle times reflect different prices for electricity during the day and night. The average intensity of $1.5 - 2 \times 10^{13}$ protons per pulse is divided into a few times 10^{12} protons slow extracted and delivered to the proton and meson areas, with the remainder being coherently fast extracted and sent into the neutrino area. Simultaneously, beam is extracted at 66 MeV from the linac and delivered to a neutron cancer therapy facility and, when desired, injected into the 200-MeV proton storage cooling ring. This is shown schematically in Fig. 1.

The accelerator normally operates for 43 weeks of the year, with 7 weeks of scheduled shutdown, 1 week of holiday and 1 week of failure. During the weeks of operation, approximately 110 hours are devoted to high-energy physics, 18 hours are due to failures, and the remaining 40 hours go to scheduled studies

*Operated by Universities Research Association In., under contract with the Energy Research and Development Administration.

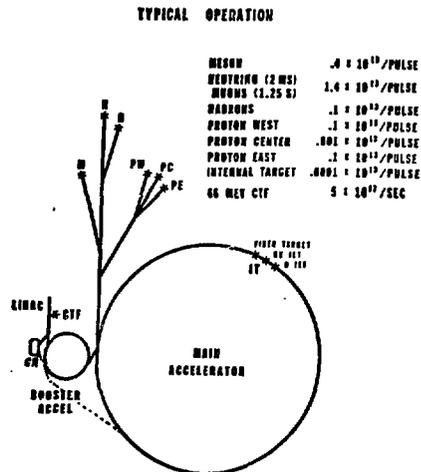


Figure 1. Typical Operation of the Fermilab Accelerator

and maintenance and development. In addition, the cancer therapy facility has recently been treating patients for between 25 and 30 hours per week. The total number of protons accelerated per three-month interval is shown in Fig. 2. The low bins are the result of fiscal considerations.

III. Negative-Ion Source

Approximately one year ago, the installation of a second Cockcroft-Walton preaccelerator containing an H^- magnetron-type source and located adjacent to the existing proton source was completed and initially tested. Since then, the transport system into the linac and negative-ion injection and stripping devices have been installed and put into operation.

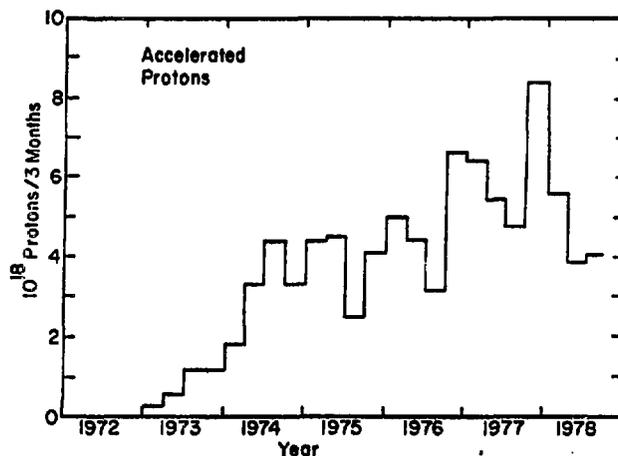


Figure 2. Total number of protons accelerated in the Main Accelerator for each three-month period since startup in 1972. These accelerated protons are used by experiments at the Internal Target Area (within the Main Accelerator), and may be directed to as many as six primary targets in the external experimental areas.

With the exception of one, few-day period, negative-ion injection has been in continual use since early this year and several booster intensity records have been achieved. The present record is 3.93×10^{13} protons per main-ring cycle, which was obtained early last month. This was accomplished while injecting 16 turns of 24 mA H^- beam at 200 MeV from the linac. The previous booster intensity record with a short, high-current, positive source had been 3.06×10^{13} protons per main-ring cycle.

In addition to the increased intensity, the H^- source offers several other advantages. The addition of a second preaccelerator system and another injection method into the booster provide redundancy, diminishing the probability of extended downtime due to prolonged equipment failure. It is also easier to vary intensity with minimal retuning by varying the number of turns injected into the booster. The low-current source also adds flexibility to the linac program of delivering beam to the cooling ring, the cancer therapy facility (CTF), and the high energy physics (HEP) program by allowing the pulse width to be varied on a time-sharing basis. Typically the requirements are 1 μ sec for the cooling ring, 10 μ sec for CTF, and 23 μ sec for HEP.

The ion source is a cesium-loaded magnetron-type device developed at Fermilab which is a highly modified version of the Brookhaven source. The ion source assembly is shown in Fig. 3. The ions leave the source in a ribbon, travel through a 90° bending magnet

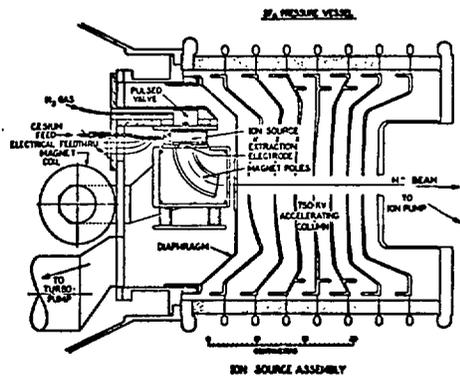


Figure 3

which converts the ribbon into a round beam, and then go through a rather long transport system to be injected into the linac. A layout of the two preaccelerators, the transport lines, and the first tank of the linac is shown in Fig. 4.

Using this source, currents as high as 42 mA have been reached at the end of the linac. This is well above the design goal of 30 mA for 70 μ sec (25 turns), corresponding to 1.7×10^{14} protons per main ring cycle. The size of this beam is considerably smaller than that of the previous proton source, having a normalized emittance of approximately 0.44 π mm-mrad in each plane.

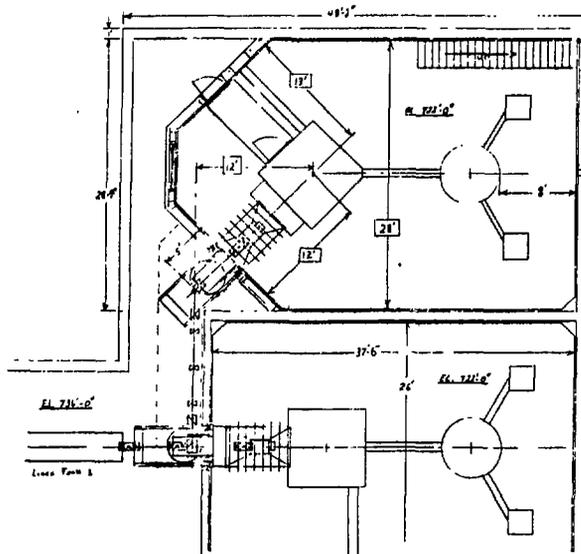


Figure 4. Preaccelerators and Beam Transport Systems .

The H^- beam is sent through a modified 200-MeV transport line and injected into the booster and stripped by passing through a $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick square carbon foil. Subsequent turns are then injected on top of the already stored protons, and thus the intensity can be increased without subsequent phase-space area growth. A diagram of the injection scheme is shown in Fig. 5.

IV. Antiproton Cooling Ring Project

As previously reported^{1,2/}, Fermilab is in the process of building a storage-ring system with which to eventually collect and accumulate antiprotons, reaccelerate and inject backwards into the main ring or Energy Doubler/Saver, and study high energy $p\bar{p}$ collisions. Toward this goal, a 200-MeV storage ring has been completed and initially tested with protons from the linac (see Figs. 6 and 7). Coasting beam was immediately established and beam life-times consistent with the vacuum were observed. Presently, a 5 m long electron cooling section, based upon the work done at Novosibirsk^{3/} is being installed. This incorporates a 26 A, 110 kV electron gun designed at SLAC. Initial cooling tests are expected to begin early next month.

Currently, the construction of a vault in which to target 80 GeV protons from the main ring and a collection area - transport line to deliver 6 GeV \bar{p} 's to the booster is underway. It is expected to be completed by mid-December. Also, the construction of a transport line connecting the booster and the cooling ring is expected to begin shortly.

Once the \bar{p} 's arrive at the booster, they will be reverse injected and decelerated to 200 MeV. They will then be transferred to the cooling ring where they will be momentum-stacked and electron cooled. After a few hours accumulation time, the antiprotons will be sent back through the same lines and eventually

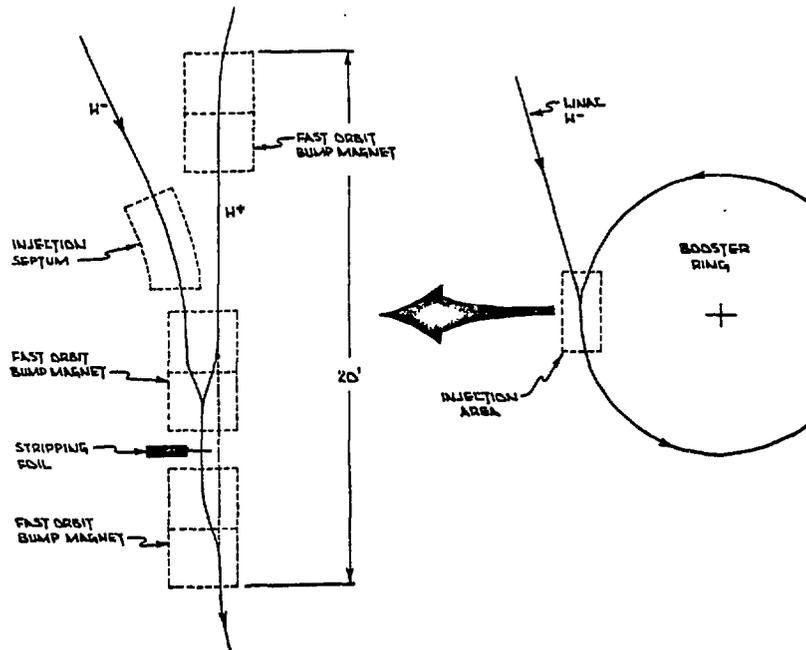


Figure 5. H^- Booster Injection Scheme.

reverse injected into the main ring or Energy Doubler/Saver where they will be momentarily held. Meanwhile, protons will be put into the rings in the normal manner and then both beams will be accelerated to 250 GeV in the main ring or 1000 GeV in the Doubler, where they will collide. Luminosities of $10^{29} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ and $>10^{30} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ should be possible for the two cases.

V. Energy Doubler/Saver

During the past year, a very large amount of progress has been made on the Energy Doubler/Saver.^{4,5/} Since reported at the international conference last year,^{6/} over 70 additional 22-foot long, 42.5 kG dipole coils have been constructed and studied. About 50 complete magnets have been constructed in the Magnet Fabrication Facility by techniques that routinely turn out 5 magnets/week and can be easily expanded to 8/week. The tooling is such that it can be easily duplicated.

A quadrupole has been developed and tested using the same mass production techniques as are used for the dipole, and a production line to produce it is currently coming into operation.

Three satellite refrigerators for the first sextant of the machine are installed and being tested and the Main Refrigeration plant is 80% complete and will be brought on-line in 1979.

Finally, a Magnet Test Facility has been constructed using a 1500 watt refrigerator that has six stations available for cooling and testing complete magnets. This facility will be able to provide complete tests of both the field quality and the cryostat, before each magnet is installed.

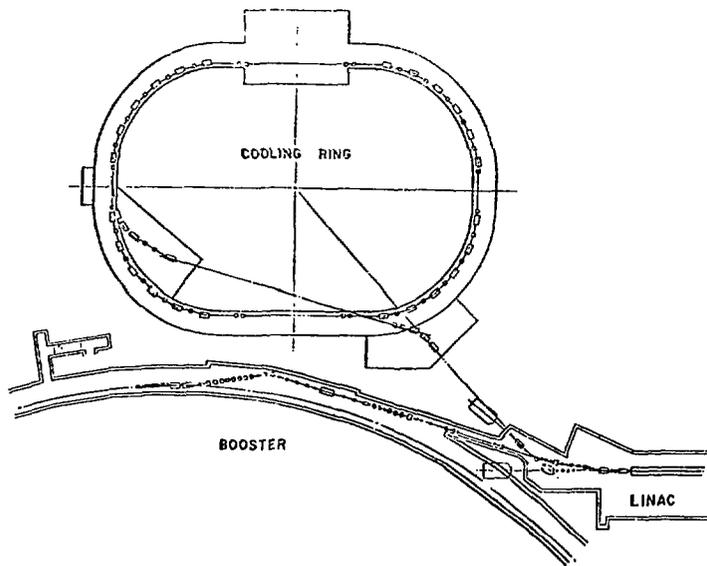


Figure 6. Schematic Diagram of Antiproton Cooling Ring.

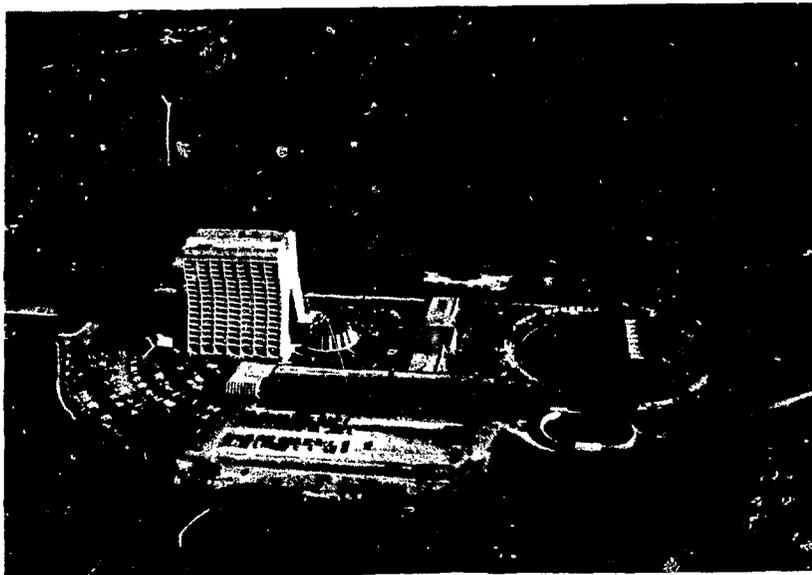


Figure 7. Aerial View Showing Cooling Ring .

VI. Superconducting Sector Test

As was previously reported, a scheme has been devised to determine the problems involved in circulating a high-energy beam through a large string of superconducting dipoles - the so-called sector test.^{/2/} This scheme requires the installation of 1/6 of the Doubler magnets in their final positions beneath the normal magnets in the main-ring tunnel. Septa and kickers are added at each end of the superconducting magnet string, and beam can be transferred from the main ring into this string and then back into the main ring. Thus, beam can be circulated through 5/6 of the main ring and 1/6 of the Doubler. This is shown schematically in Fig. 8. Not only will this test allow investigation of the good-field aperture of the superconducting magnets, but also the cryogenic and installation problems of such a large string of magnets.

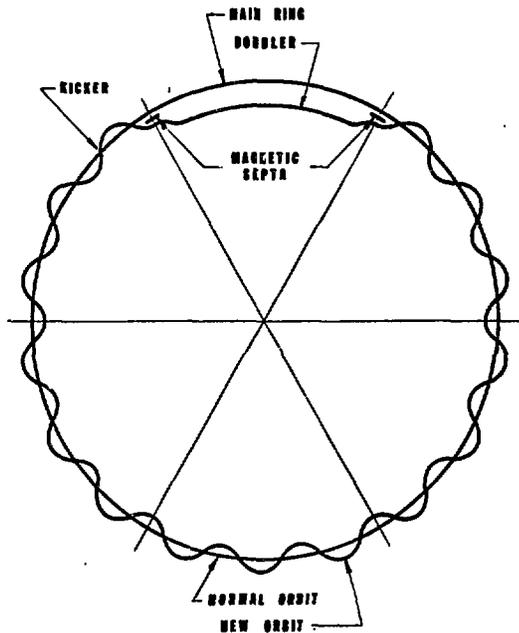


Figure 8. Scheme to circulate beam through one sector of Energy Doubler/Saver magnets.

Toward this test, the normal main-ring extraction channel has been modified and another channel to divert beam into the superconducting ring has been installed and tested. In addition, twenty-five superconducting dipole and quadrupole magnets have been installed and surveyed in the main-ring tunnel. The cryogenic systems for these magnets have also been installed and connected. The experience in the tunnel has been as follows. Two men for one hour can transport and set a magnet in place. One man for two hours to connect vac/He/electrical connections.

Two men for two hours to align. Leaks have occurred once about every 4 magnets. It is expected this will decrease as the crews become more experienced with cryogenic magnets.

Presently, cryogenic and vacuum tests are being run on this string of magnets. Plans have been made to send 100 GeV beam through the new extraction channel and the superconducting string and into a dump this week to observe such things as the beam properties at the end of the string, effects of scattered beam and beam halo on magnets, how easily the magnets are to quench, and so on. Based upon information learned, the entire sector test is expected to be undertaken in early '79.

References

1. E.R. Gray, et al., "Phase Space Cooling and $\bar{p}p$ Colliding Beams at Fermilab", 1977 Particle Accelerator Conference, Chicago, March 1977
2. F.R. Huson, et al., "The Fermilab Accelerator: Status and Development Plans", X International Conference on High Energy Accelerators, Serpukhov, October 1977
3. G.I. Budker, Atomic Energy 23, 346 (1967), "Studies on Electron Cooling of Heavy Particle Beams Made at the Nuclear Physics Institute of the Siberian Branch of the USSR Academy of Science at Novosibirsk", CERN-PS Report, March 1977
4. A.V. Tollestrup, "Progress Report - Fermilab Energy Doubler", Proceedings of 1978 Applied Superconductivity Conference Pittsburgh, 1978, to be published.
5. K. Koepke, et al., "Fermilab Doubler Magnet Design and Fabrication Techniques", Proceedings of 1978 Applied Superconductivity Conference, Pittsburgh, 1978, to be published.
6. W.B. Fowler, "The Energy Doubler/Saver at Fermilab - A Status Report", Proceedings of the X International Conference on High Energy Accelerators, Serpukhov, October 1977

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ — НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ

А.Н.Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

1. Серьезные разговоры о возможности проведения экспериментов по физике элементарных частиц методом встречных пучков начались двадцать лет назад (точнее, в 1956 г.). Конечно, выигрыш в энергии реакции на встречных пучках по сравнению с традиционной схемой "ускоренная частица-неподвижная мишень" был известен задолго до этого. Однако лишь в середине пятидесятых годов физический и технический прогресс в области ускорителей сделал актуальным вопрос о постановке этого принципиально нового класса экспериментов.

Инициатором развития метода встречных пучков в нашей стране был А.М.Будкер, под руководством которого до последнего времени шла вся работа в этом направлении.

До не очень давнего времени в отношении встречных пучков был широко распространён скептицизм: многие считали, что столь сложный в реализации метод не удастся сделать действительно продуктивным. Сегодня же можно сказать, что метод встречных пучков является главным методом физики предельно высоких энергий и одним из главных методов физики элементарных частиц. С помощью этого метода получается значительная часть фундаментальной физической информации.

В настоящем докладе я немного вспомню историю, расскажу о сегодняшней ситуации и попытаюсь нарисовать завтрашнюю и послезавтрашнюю перспективы метода встречных пучков.

2. С самого начала и до настоящего времени основой экспериментов на встречных пучках были и остаются циклические накопители пучков заряженных частиц, разработанные впервые именно для этих экспериментов. Обращение к циклическим накопителям было совершенно естественным. Ведь величинами, характеризующими полезность установки для экспериментов по физике элементарных частиц, являются прежде всего: энергия пучков E , определяющая энергию реакции (энергию в системе центра инерции сталкивающихся частиц)

$E_{\text{реак}} = 2E$,
и светимость установки L , которая после умножения на сечение реакции дает число событий в единицу времени, причем в простейшем случае

$$L = \frac{N_1 N_2}{S} f,$$

где N_1, N_2 — число частиц в каждом из пучков, S — эффективная площадь поперечного сечения пучков на участках встречи, f — частота встреч, равная в этом случае частоте обращения частиц в накопителе.

Стремление получить необходимую светимость и заставило разработать циклические накопители, позволяющие и накапливать большое (10^{10} – 10^{14}) число частиц и обеспечивать многократные — практически 10^{10} – 10^{12} раз за время жизни частиц в накопителе — встречи частиц сталкивающихся пучков и получать достаточно малый поперечный размер этих пучков (сегодня вплоть до 10^{-2} мм²).

Установкой, где были накоплены первые электронные и позитронные пучки,

стал накопитель "ADA". Уже при тех интенсивностях, с которыми можно было работать на этой установке (токи в доли миллиампера), проявился первый эффект большого тока - влияние на время жизни пучка рассеяния частиц внутри ступков.

С тех пор на накопителях пришлось изучить множество эффектов, связанных как с длительным существованием пучков, так и с воздействием частиц друг на друга, что позволило значительно продвинуться по сравнению с первоначальными ограничениями, возникающими из-за этих эффектов.

3. Первые эксперименты на встречных пучках по физике элементарных частиц - эксперименты по проверке справедливости квантовой электродинамики на малых расстояниях в рассеянии электронов на электронах - были проведены в Стэнфорде и Новосибирске в 1965 году (Стэнфордские накопительные кольца и ВЭП-1).

Первые эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках - изучение рождения пионных пар при электрон-позитронной аннигиляции в районе ρ -мезонного резонанса - были поставлены в 1967 году в Новосибирске (установка ВЭП-2).

С тех пор в Орсе, Фраскати, Кембридже, Стэнфорде, Гамбурге и Новосибирске построены и функционируют электрон-позитронные накопители, и сегодня становятся доступными энергии до 2×14 ГэВ (в близком будущем до 2×20 ГэВ). На этих накопителях уже получена огромная информация, фундаментальная важность которых общеизвестна.

4. Наряду с получением все более высоких энергий электрон-позитронного взаимодействия, важно повышение светимости установок в старых, освоенных областях энергии. Первой установкой, созданной специально для решения этой задачи, явилась установка ВЭП-2М, эксперименты на которой начались в 1974 году. В области энергий до $2 \times 0,7$ ГэВ достигнутая на ВЭП-2М светимость на порядок превышает суммарную светимость всех остальных электрон-позитронных накопителей.

Есть еще много резервов увеличения светимости новых установок даже без привлечения существенно новых идей. Светимость современных электрон-позитронных установок определяется эффектами возмущения движения частиц полем встречного ступка. В одноступковом режиме предельная светимость примерно равна:

$$L_{\text{пред}} = \frac{\gamma^2}{r_e^2} \cdot \frac{(\Delta V)^2 \epsilon_x f_0}{\beta_0},$$

где r_e - классический радиус электрона, γ - релятивистский фактор, ΔV - допустимый сдвиг частоты бетатронных колебаний, f_0 - частота обращения, β_0 - значение бета-функции в месте встречи, ϵ_x - радиальный эмиттанс пучка.

Допустимый сдвиг частоты ΔV может быть повышен за счет тщательного устранения модуляции положения частиц в месте встречи из-за синхротронных колебаний (закруление $\Upsilon_x, \Upsilon_z, \Upsilon'_x, \Upsilon'_z$ на участке встречи /I/) и с помощью усиления радиационного затухания - введением "змеек" с высоким магнитным полем или переходом к сверхпроводящей магнитной системе всего накопителя.

Переход к сверхпроводящим магнитам приводит к повышению светимости и за счет увеличения частоты обращения f_0 .

Уменьшение бета-функции в месте встречи β_0 (сегодня достигнуты значения 4-5 см) ограничено возможностями получения столь же коротких ступков при большом числе частиц.

Получение выигрыша в светимости за счет увеличения эмиттанса пучка в накопителе выбором специальной магнитной структуры, обеспечивающей максимальное возбуждение радиальных и аксиальных бетатронных колебаний квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, сопряжено с необходимостью соответствующего увеличения используемого числа электронов и позитронов.

Увеличение используемого числа частиц в накопителе может пропорционально повысить светимость и с переходом к многоструктовому режиму работы. В этом случае требуется весьма тщательное устранение взаимодействия пучков в паразитных местах встречи и полное соблюдение условий получения максимальной светимости от каждой пары встречающихся ступков. В принципе, максимальные возможности для этого обеспечивает использование двухдорожечного накопителя.

Сегодня видны и новые пути дальнейшего существенного повышения светимости. Так, в циклическом накопителе можно перейти к режиму импульсных встреч. Для этого предельно охлажденные (за счет синхротронного излучения) и сжатые ступки электронов и позитронов, движущиеся по разделенным орбитам, за один оборот сводятся с высокой точностью. Пучки встречаются в течение одного или многих оборотов до тех пор, пока эффекты встречи не увеличивают поперечные размеры ступков. После этого пучки однооборотно разводятся и движутся по разделенным орбитам до полного охлаждения. Далее цикл повторяется. Светимость можно дополнительно увеличить, применив компенсацию полей ступков в месте встречи в четырехпучковом двухдорожечном накопителе. Для импульсных встречных пучков такая компенсация должна быть весьма эффективной, так как в этом случае не встает проблемы устойчивости компенсации.

Предварительные оценки показывают, что таким способом можно надеяться поднять светимость установки при энергии в несколько ГэВ еще на два порядка.

5. Для экспериментов важны не только энергия и светимость установок со встречными пучками. По мере усложнения решаемых в экспериментах задач становятся существенными и другие параметры пучков, в том числе поляризованность и монохроматичность.

Поляризованность пучков позволяет ставить качественно новые эксперименты. Уже и сегодня, используя полученные с помощью радиационной поляризации пучки электронов и позитронов, удалось на два порядка поднять точность сравнения аномальных магнитных моментов электрона и позитрона /2/, повысить точность измерения массы каонов /3/ и ψ - мезона /4/, получить сведения о спине первичных объектов, образующих струи в множественном рождении адронов.

Особенно большое значение имеет использование поляризованных встречных пучков при высоких энергиях /5/. При этом наиболее информативным является случай продольной поляризации, которую можно сделать устойчивой, добавив специальные магнитные поля /6, 7/. Так, если спиральности электрона и позитрона в месте встречи противоположны (случай, естественный для радиационной поляризации), то однофотонный канал аннигиляции "закрывается" и подчеркивается вклад высших порядков, и, главное, вклад неэлектродинамических (слабых) взаимодействий.

Монохроматичность электрон-позитронных пучков в накопителях и без специальных мер довольно высока - не хуже 0,1%. Энергетический разброс определяется квантовыми флуктуациями синхротронного излучения частиц. Но есть резонансы гораздо более узкие, например, ψ - и ψ' - мезоны. Поэтому уменьшение разброса энергий реакции оказывается вполне актуальной задачей. Особен-

но интересно, конечно, сделать этот разброс меньше собственной энергетической ширины излучаемых объектов (возможно, расщепление уровня?) и этого можно достичь, используя антикорреляционное разложение пучков по энергиям в месте встречи /8/. Но дополнительная монохроматизация становится полезной для экспериментов гораздо раньше, потому что при этом пропорционально повышается доля процессов, идущих через резонансное состояние. Ещё более высокого разрешения можно добиться этим способом, используя непрерывно охлаждаемые протон-антипротонные встречные пучки.

6. Дальнейшее повышение энергии электрон-позитронных встречных пучков является сегодня и останется завтра задачей кардинальной важности. Однако решение этой задачи ставшим уже традиционным методом с помощью циклических накопителей встречается со все возрастающими трудностями, связанными с катастрофическим ростом потерь на синхротронное излучение. Трудность проблемы создания электронных и позитронных накопителей на энергию в сотни ГэВ, связанную с наличием синхротронного излучения, можно продемонстрировать на примере проекта "LEP" на энергию 2×100 ГэВ /9/. Ведь длина накопителя составляет около 20 км, а потребляемая непрерывно мощность от сети около 150 МВт, причем эта мощность практически вся потребляется накопителем в виде СВЧ-энергии.

Проекты электрон-позитронных накопителей обычного типа на энергию около 100 ГэВ рассматривались и в нашем Институте. Наиболее сложная часть в таком накопителе - высокочастотная система. Мы пришли к выводу, что рационально выполнять резонаторы сверхпроводящими. Были также найдены весьма простые технические и технологические решения для магнитной системы, вакуумной камеры с приемом жесткого синхротронного излучения непосредственно в теплоноситель, рациональные системы выставки элементов накопителя. Важным моментом было также осознание возможности использования синхротронного излучения для крупнотоннажной радиационной технологии, так как такой накопитель является генератором потока фотонов Мэвного диапазона - самого проникающего и неактивирующего излучения - с высоким коэффициентом преобразования СВЧ-энергии в технологически полезное излучение. Одновременно такой накопитель явился бы 10-мегаваттным ускорителем электронов с энергией от 100 МэВ до нескольких ГэВ.

Тем не менее, такое сооружение выглядит неоправданно громоздким. При переходе на еще более высокие энергии масштабы традиционных накопителей продолжают очень быстро расти (примерно, квадратично с энергией). Возможно, с этим все же придется смириться, однако, хотелось бы прежде рассмотреть другие, менее громоздкие способы достижения цели.

В настоящее время нам кажется перспективным использование для этой цели двух линейных ускорителей с высоким темпом ускорения, "стреляющих" друг навстречу другу одиночными короткими пучками с большим числом частиц и чрезвычайно малым поперечным эмиттансом /10,11/.

Есть надежда, что таким способом удастся ставить электрон-позитронные эксперименты при энергиях в несколько сот ГэВ со светимостью до $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

7. Первая установка со встречными протонными пучками с 1971 г. функционирует в ЦЕРНе (ISR). Максимальная энергия установки 2×33 ГэВ, предельное число накопленных частиц до 10^{14} в каждом пучке, рекордная светимость $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. За эти годы проведено уже много разнообразных экспериментов, давших ценную информацию.

Сейчас принято решение о строительстве больших сверхпроводящих накопительных колец с протон-протонными встречными пучками на энергию 2×400 ГэВ в Брук-

Изабелла (ISABELLE) с очень высокой проектной светимостью ($> 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$). Предполагается осуществление протон-протонных экспериментов в комплексе Main Ring-Doubler/Saver в Батавии с энергией 300 ГэВ на 1000 ГэВ. Разработан проект ускорительно-накопительного комплекса в Серпухове (УНК) с энергией $2 \times 3 \text{ ТэВ}$.

8. Ближайшими новыми установками со встречными адронными пучками, по-видимому, будут уже работающие крупнейшие протонные синхротроны SPS (ЦЕРН) и Main Ring (Батавия), которые переводятся в ближайшее время в режим протон-антипротонных встречных пучков с энергией до 300 ГэВ. Осуществление этих экспериментов стало возможным после развития методов охлаждения пучков тяжелых частиц - разработки электронного (Новосибирск¹²⁻¹⁵) и стохастического (ЦЕРН¹⁶⁻¹⁸) охлаждения.

9. В первые годы после сообщения о первом проекте встречных протон-антипротонных пучков (1966 г. проект ВАНП-НАП, Новосибирск^{19,20}) протон-антипротонные эксперименты при предельно высоких энергиях рассматривались многими лишь как чрезвычайно усложненное дополнение протон-протонных экспериментов при тех же энергиях. Конечно, и тогда было ясно, что это дополнение является очень важным. Ведь получение достаточно полных сведений даже об общих свойствах сильного взаимодействия требует возможно более полного набора начальных состояний.

Имелись в виду и два класса экспериментов, которые специфичны именно для протон-антипротонных встречных пучков - это, во-первых, изучение адронной аннигиляции и, во-вторых, исследование двухчастичных перезарядных реакций, т.е. реакций с сохранением барионного заряда каждой из сталкивающихся частиц. Сечение аннигиляции падает, по-видимому, только обратно пропорционально энергии, и при энергии $2 \times 1000 \text{ ГэВ}$ будет порядка 10^{-30} см^2 . Так что главной проблемой будет выделение аннигиляционных процессов из огромной массы событий "полного сечения". В то же время сечение процессов типа



падает (в известной сегодня области) как E^{-4} и лишь при светимости порядка $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ удастся получить сведения об этих процессах при энергиях выше 100 ГэВ.

В последние годы отношение физической общественности к протон-антипротонным встречным пучкам резко изменилось. Кварковая модель наполняется все большим динамическим содержанием и появляется все больше оснований считать адроны "состоящими" из кварков, взаимодействующих как точечные частицы. Соответственно, процессы с очень большими передачами импульса идут через взаимодействие кварков, составляющих сталкивающиеся адроны. При этом протон-протонные столкновения дают кварк-кварковые реакции, а протон-антипротонные столкновения - реакции кварк-антикварковые. В этом смысле можно сказать, что в экспериментах на встречных протон-антипротонных пучках можно получить, в первом приближении, ту же фундаментальную информацию, что и на встречных электрон-позитронных пучках той же светимости с энергией порядка одной трети от энергии барионов. Аналогично, протон-протонные встречные пучки эквивалентны электрон-электронным. Конечно, о сильновзаимодействующих частицах, какими являются протоны и антипротоны, говорить, что они состоят только из кварков одной полярности, невозможно. Однако, по

современным данным, содержание антикварков в протоне равно примерно 5% (это же и оценка содержания кварков в антипротоне), поэтому кварк-антикварковые взаимодействия дают лишь малую примесь. Для протон-антипротонных столкновений соотношение будет обратным. Кроме того, средняя энергия кварк-антикварковых реакций в протон-протонных столкновениях будет существенно меньше, чем в столкновениях протон-антипротонных.

Ю. Несколько слов вообще о "стратегии" продвижения в область предельно высоких энергий. Можно выделить четыре этапа освоения новых областей в районе сотен ГэВ и выше.

На первом этапе нужно лишь получить возможность изучать взаимодействие каких-либо точечных, по современным представлениям, объектов (сегодня - лептонов, кварков), позволяющих осуществить предельно большие передачи импульсов как в рассеянии, так и в рождении массивных объектов (пространственно-подобные и времени-подобные передачи), причем каких именно пар - на первом этапе не столь уж важно. На первом этапе в это время стоит экспериментальная доступность соответствующих встречных пучков. Более информативными при этом будут встречные пучки частиц и античастиц, как системы, наиболее свободные от запретов в рождении новых массивных объектов. С этой точки зрения, самым удачным вариантом экспериментов первого этапа являются протон-антипротонные пучки, обеспечивающие исследование фундаментальных кварк-антикварковых взаимодействий с энергией, составляющей одну треть (или, скорее, одну шестую) от энергии сталкивающейся пары протон-антипротон.

Конечно, когда здесь и далее говорится об изучении фундаментальных взаимодействий разного типа, то это есть просто способ классификации экспериментов по начальным состояниям. В каждом из отдельных классов экспериментов будет получена и обширная дополнительная информация о других взаимодействиях.

Ко второму этапу можно отнести эксперименты, охватывающие взаимодействия всех основных фундаментальных частиц - лептонов и кварков, т.е. исследование лептон-лептонного, лептон-антилептонного, кварк-лептонного, кварк-антилептонного, кварк-кваркового и кварк-антикваркового взаимодействий, при этом выбор конкретного сорта частиц еще диктуется соображениями наибольшей реализуемости.

Эти задачи скорее всего будут решены в следующих экспериментах со встречными пучками:

- а) лептон-лептонные и лептон-антилептонные - $e^- + e^-$ и $e^- + e^+$;
- б) лептон-кварковые и антилептон-кварковые - $e^- + p$ и $e^+ + p$;

Эксперименты этого типа ($e^- p$) уже планируются в создаваемых и проектируемых накопительных комплексах на сверхвысокие энергии;

- в) кварковые и кварк-антикварковые взаимодействия будут первоначально изучены, конечно, в pp - и $p\bar{p}$ -экспериментах.

Осуществимость этих экспериментов, вставшие при этом трудности и видимые сегодня пути их преодоления достаточно ясны из предыдущих разделов.

На следующем этапе, по-видимому, будет важно получить возможно более полный набор пар фундаментальных частиц в начальном состоянии, а в конце концов, станут необходимы для продвижения в понимании фундаментальных взаимодействий при предельно-высоких энергиях встречные пучки всех элементарных частиц и даже ядер.

II. В связи с этим стоит обратить внимание на то, что многие из кажущихся сейчас экзотическими и нереальными экспериментов станут доступными уже в сравнительно близкое время.

Так, уже вскоре после освоения протон-антипротонных встречных пучков

станут доступны и дейтон-антидейтонные эксперименты (для изучения нейтрон-антинейтронных взаимодействий): ведь эффективность накопления антидейтонов всего на четыре порядка ниже, чем для антипротонов и светимость порядка $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ будет достигнута сразу же и дальнейший прогресс не заставит себя ждать.

Со временем станут возможны и эксперименты на встречных пучках с участием нестабильных частиц. Хорошие перспективы для осуществления ускорения мюонов и пионов открывает использование интенсивных пучков современных и будущих больших протонных ускорителей для возбуждения линейных ускоряющих структур /21/, позволяющие получить мезоны полной и даже в несколько раз большей энергии, чем базовый протонный ускоритель, с интенсивностью в несколько процентов от исходного числа протонов.

Уже для сегодняшних ускорителей SPS и Main Ring возможно получить с использованием таким образом ускоренных пионов светимость пион-протонных и пион-пионных встречных пучков порядка $10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (с применением пионной стокилогауссовой магнитной дорожки протонного накопителя).

Возможными станут и эксперименты с мюонными встречными пучками /22, 10/. Для этой цели нужно: получить очень интенсивные слустки пи-мезонов с помощью протонов высокой энергии, по-видимому, с использованием адронного каскада; дать этим мезонам распасться в жесткофокусирующем канале; образовавшиеся пучки мюонов охладить с помощью ионизационного охлаждения в циклическом или линейном ускорителе, компенсируя ионизационные потери от внешнего источника энергии; ускорить охлажденные мюонные пучки в линейном ускорителе до нужной энергии и заставить встречаться слустки мюонов в участках с очень сильной фокусировкой специального кольца, магнитное поле которого должно быть возможно больше для увеличения числа встреч за время жизни мюонов. Оценки показали, что таким способом можно получить удовлетворительную светимость порядка $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при энергиях в сотни ГэВ.

Л и т е р а т у р а

1. Израйлев Э.М., Мишнев С.Н., Тумайкин Г.М. Численные эксперименты по определению критерия стохастичности при взаимодействии встречных пучков (одномерная модель). Препринт ИЯФ 77-43. Новосибирск 1977. Вассерман и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Серпухов, 1977, т. II, стр. 302-307.
2. S.A.Serednyakov, V.A.Sidorov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, Yu.M.Shatunov. Physics Letters, Vol.66B, Number 1, 1977, p.102-307.
3. L.M.Barkov et al. "The charged kaon mass measurement". Nuclear Physics B (to be published).
4. Букин А.Д. и др. Метод абсолютной калибровки энергии пучков в накопителе. Измерение массы ψ -мезона. Труды У Международного симпозиума по физике высоких энергий и элементарных частиц, Варшава-Дубна, 1975, стр. 138.
5. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-60, Новосибирск (1977).
6. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Скринский А.Н. ДАН СССР, 192, 1255 (1970). Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70, Новосибирск (1970).
7. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Середняков С.И., Скринский А.Н., Тумайкин Г.М., Шатунов Ю.М., Particle Accelerators, 8, 115 (1978).

8. Жоленц А.А., Протопопов И.А., Скринский А.Н. "Монохроматизация энергии взаимодействия пучков в накопителе". VI Всесоюзное совещание по ускорителям, Дубна, 1978. Доклад на настоящем совещании, том I.
9. Design study of a 15 to 100 GeV e^+e^- colliding beam machine (LEP). The LEP Study Group, CERN, 1978.
10. A.N.Skrinsky. "Colliding beams in Novosibirsk". International Seminar on Perspectives in High Energy Physics, Morges, Switzerland, 1971.
11. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. "О возможности создания установок со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии". VI Всесоюзное совещание по ускорителям, Дубна, 1978. Доклад на настоящем совещании, том I.
12. Будкер Г.И. АЭ, 22, 346 (1967).
13. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 225, Новосибирск, 1968, Particle Accelerators 8, 1 (1977).
14. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пестриков Д.В., Пархомчук В.В., Скринский А.Н. Сухина Б.Н. Particle Accelerators, 7, 197 (1976).
Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. У Всесоюзное совещание по ускорителям, Дубна, 1978. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц. УФН, 124, № 4.
16. S.van der Meer, CERN Intern. Report, CERN/ISR-PO/12-31 (1972).
17. G.Carron, L.Thorndahl. ISR/RF/LT/PS, 1976. ICE Group. Initial Cooling Experiment (ICE).
18. Progress Report N°2 (January 1 - April 15 * 1978).
19. Будкер Г.И. in: Proceedings of the Intern. Symp. on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966.
20. Report of VAPP-NAP Group. 8th Intern. Conference on High Energy Accelerators, Geneva, CERN, 1971.
21. Переведенцев Е.А., Скринский А.Н. VI Всесоюзное совещание по ускорителям. Дубна, 1978. Доклад на настоящем совещании, том II.
22. Будкер Г.И. Международная конференция по физике высоких энергий, Киев, 1970.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫМИ ПУЧКАМИ НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ

В.Е. Балакин, Г.И. Будкер, А.Н. Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

1. Еще совсем недавно нужно было подыскивать аргументы в пользу крайней актуальности создания ускорителей со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии порядка нескольких десятков и сотен ГэВ.

Однако открытия последних лет ясно показывают, что освоение новых диапазонов энергий частиц приводят к столь революционным открытиям, что без этого освоения, по-видимому, невозможно построение теории элементарных частиц. Конечно, встречные протон-протонные пучки на сверхвысокие энергии дадут информацию чрезвычайно важную, причем, самая интересная часть информации будет получена скорее всего на кварковом уровне о кварк-кварковом взаимодействии. В этом смысле протон-протонные пучки эквивалентны кварк-кварковым встречным пучкам. И еще более интересными будут впервые предложенные в нашем Институте в 1966 г. встречные пучки протонов и антипротонов, эквивалентные кварк-антикварковым встречным пучкам, которые стали возможны после разработки методов охлаждения пучков тяжелых частиц ^{/1/}. Фундаментальная информация, которая будет получена в этих экспериментах, уже близка к информации, которую можно получить на встречных лептон-антилептонных пучках. Правда, эффективная энергия кварк-антикваркового взаимодействия будет в несколько раз ниже энергии встречающихся частиц и, главное, информация о фундаментальных взаимодействиях все-таки будет менее прямой и чистой. Поэтому направление лептон-антилептонных встречных пучков на сверхвысокие энергии сохраняет свою привлекательность и важность.

2. Трудность проблемы создания электронных и позитронных накопителей на энергию в сотни ГэВ, связанную с наличием синхротронного излучения, можно продемонстрировать на примере проекта "LEP" на энергию 2×100 ГэВ ^{/2/}. Ведь длина накопителя составляет ~ 20 км, а потребляемая непрерывно мощность от сети ~ 150 МВт, причем эта мощность практически вся потребляется накопителем в виде СВЧ-энергии.

Проекты электрон-позитронных накопителей обычного типа на энергию около 100 ГэВ рассматривались и в нашем Институте. Наиболее сложная часть в таком накопителе - высокочастотная система. Мы пришли к выводу, что рационально выполнять резонаторы сверхпроводящими. Были также найдены весьма простые технические и технологические решения для магнитной системы, вакуумной камеры с приемом жесткого синхротронного излучения непосредственно в теплоноситель, рациональные системы выставки элементов накопителя. Важным моментом было также осознание возможности использования синхротронного излучения для крупнотоннажной радиационной технологии, так как такой накопитель является генератором потока фотонов Мэвного диапазона - самого проникающего и неактивирующего излучения - с высоким коэффициентом преобразования СВЧ-энергии в технологически полезное излучения. Одновременно такой накопитель был бы 10-мегаваттным ускорителем электронов с энергией от 100 МэВ до нескольких ГэВ.

Тем не менее, такое сооружение выглядит неоправданно громоздким. При переходе на еще более высокие энергии масштабы традиционных накопителей продолжают очень быстро расти (примерно, квадратично с энергией). Возможно, с этим все же придется смириться, однако хотелось бы прежде рассмотреть другие, менее громоздкие способы достижения цели.

3. В нашем Институте работы в этом направлении ведутся давно. На международной конференции по физике высоких энергий в Киеве (1970) ^{/3/} была обсуждена одна из возможностей решения этой проблемы – возможность создания встречных мюонных пучков. Для этой цели нужно: получить очень интенсивные ступки пи-мезонов с помощью протонов высокой энергии, по-видимому, с использованием адронного каскада; дать этим мезонам распасться в жесткофокусирующем канале; образовавшиеся пучки мюонов охладить с помощью ионизационного охлаждения в циклическом или линейном ускорителе, компенсируя ионизационные потери от внешнего источника энергии; ускорить охлажденные мюонные пучки в линейном или коротко-импульсном циклическом ускорителе до нужной энергии; заставить встречаться ступки мюонов в участках с очень сильной фокусировкой специального кольца, магнитное поле которого должно быть возможно больше для увеличения числа встреч за время жизни мюонов. Оценки показали, что таким способом можно получить удовлетворительную светимость порядка $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ при энергиях в сотни ГэВ, однако трудности на этом пути еще очень велики, и к мюонным встречным пучкам имеет смысл обращаться, по-видимому, тогда, когда станет ясно, что они могут дать дополнительную (по сравнению с электрон-позитронными встречными пучками) информацию.

На Международном семинаре по перспективам физики высоких энергий в Морже (Швейцария, 1971) в нашем докладе, кроме мюонных встречных пучков, были обсуждены пути осуществления встречных электрон-позитронных пучков на энергии в сотни ГэВ без ограничений, связанных с катастрофически растущим синхротронным излучением. С большим оптимизмом при этом мы относились к варианту использования сверхпроводящих ускоряющих структур. В накопителе с поворотом частиц на умеренной энергии в несколько ГэВ предполагалось иметь очень длинный прямолинейный участок со сверхпроводящей системой. На первой половине этой системы накопленные частицы должны ускоряться, забирая энергию, накопленную в ускоряющей структуре, а во второй половине – замедляться, передавая энергию в электромагнитное поле резонатора. Встречные частицы должны ускоряться во второй, а замедляться в первой частях ускоряющей системы. Таким образом, осуществляется полная рекуперация энергии и никакого потребления мощности от ВЧ-системы, в первом приближении, не происходит. Однако надежды на быстрый прогресс в достижимых темпах ускорения в сверхпроводящих структурах пока не оправдываются, что делает такие устройства чрезвычайно громоздкими. Кроме того, за это время появился опыт работы со встречными пучками с очень малыми размерами в месте встречи – вплоть до нескольких микрон ^{/4/}. Поэтому в настоящее время нам кажется более перспективным другой метод, также рассматривавшийся в нашем докладе, – использование двух линейных ускорителей, "стреляющих" друг навстречу другу, в которые инжектируются интенсивные пучки электронов и позитронов с чрезвычайно малым фазовым объемом. Рассмотрению этого варианта, возникающих в нем проблем и путей их решения и посвящен этот доклад.

4. Идея, на первый взгляд, кажется тривиальной и в том или ином виде она неоднократно высказывалась. Однако современные линейные ускорители на несколько порядков не удовлетворяют требованиям как по возможной светимости, так и по энергетике. Общая идея создания ВЛЭП (ВЛЭП – Встречные Линейные Электрон-Позитронные Пучки) состоит в получении встречных пучков, используя два линейных ускорителя с энергией E электронов или позитронов, ускоряющих одиночные ступки с большим числом частиц навстречу друг другу.

Светимость L такой установки ориентировочно

$$L = \frac{N^2}{S} f,$$

где N - число частиц в сталкивающихся сгустках,
 S - эффективное сечение пучков в месте встречи,
 f - частота циклов ускорения.

Легко видеть проигрыш в светимости по сравнению с циклическим ускорителем, где роль частоты повторения циклов f играет частота обращения; как будет видно из дальнейшего, частота f масштаба $10-100$ Гц, в то время как частота обращения для ускорителя с длиной орбиты в десятки километров порядка 10^4 Гц.

Два-три порядка проигрыша должны быть скомпенсированы практически лишь уменьшением эффективного сечения пучков в месте встречи. Так, взяв для дальнейшего $N = 10^{12}$ и $f = 10$ Гц, мы получим, что для светимости $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ мы должны иметь эффективный радиус r_0 пучка в месте встречи порядка 1 микрона. Этот размер пучок должен сохранить на всей длине встречи; приняв длину сгустка около 1 см, мы получим, что угловой разброс частиц в месте встречи не должен превышать $\Delta\theta = \pm 10^{-4}$ радиана. Отсюда фазовый объем ускоренного сгустка $\Omega/\pi = 10^{-8}$ рад·см. Это серьезное требование, но, как будет видно из дальнейшего, оно выполнимо. Увеличение же числа частиц существенно больше 10^{12} наталкивается на большие трудности, в частности, энергетические, так как уже при $E = 100$ ГэВ, $2N = 2 \cdot 10^{12}$ частиц несут энергию 30 кДж. В ускоряющей структуре запасенная энергия должна быть в несколько раз больше, т.е. больше 100 кДж.

Эта энергия должна быть передана от источников СВЧ-мощности за времена, существенно меньшие времени затухания резонаторов ускоряющей структуры. Например, это время для резонаторов с $\lambda = 5$ см составляет 10^{-7} сек; таким образом, требуются источники суммарной СВЧ-мощности больше $10^5 \text{ Дж}/10^{-7} \text{ с} = 10^{12}$ Вт. Предполагая, что число источников - "клистронов" равно 200, мы получим, что мощность единичного источника должна быть $5 \cdot 10^9$ Вт.

Желание иметь как можно меньшую длину ускорителя заставляет стремиться к предельно возможному темпу ускорения. Исследования показали, что можно надеяться иметь темп ускорения 100 МэВ/м, что дает для ускорителя с энергией 2×100 ГэВ длину 2×1 км.

Требуемый общий запас энергии электромагнитного поля при достижимой напряженности поля позволяет выбрать рабочую частоту или длину волны ускорителя. Для нашего примера тогда получим $\lambda = 5$ см.

Итак, коротко, задача создания ВМЭПНа заключается в создании ускоряющей структуры с темпом ускорения ~ 100 МэВ/м, способной ускорять 10^{12} частиц в одном сгустке по возможности монохроматично, с предельно малым фазовым объемом сгустка на выходе, и создании источников СВЧ с импульсной мощностью несколько Гигаватт. Общая же средняя мощность источников должна быть на уровне 3-30 МВт для частот повторения 10-100 Гц при к.п.д. около 30%. Требуется создать инжекторы электронов и позитронов по 10^{12} частиц с малым фазовым объемом, с длиной сгустка не более одного сантиметра и частотой следования 10-100 Гц. Важнейшей задачей является сохранение столь малого фазового объема при ускорении в длинной ускоряющей структуре.

Не обязательным, но все-таки желательным свойством установки является возможность использовать ускоритель на всю длину для проведения экспериментов с частицами удвоенной энергии.

5. Общую схему установки можно представить следующим образом. Два линейных ускорителя длиной 2×1 км, питаемых мощными источниками СВЧ, установленными на расстоянии около 10 метров друг от друга, "стреляют" навстречу друг другу одинокими сгустками электронов и позитронов с частотой порядка 10 Гц. После столкновения в месте встречи сгустки слегка отклоняются импульсным полем в малоугловую анализирующую систему, которая позволяет измерять энергетический спектр сталкивающихся частиц. После анализатора сгусток поступает в конверсионную сис-

тому, на выходе из которой получаются частицы низких энергий нужного знака. После доускорения и, возможно, предварительного "охлаждения" в специальном накопителе частицы инжектируются на энергии порядка 1 ГэВ в накопитель-инжектор. Здесь происходит охлаждение частиц до предельно малого объема, а затем выпуск частиц и транспортировка их на всю длину ускорителя от области встречи, где установлены накопители, до точки инжекции. Для инжекции в линейный ускоритель частицы поворачиваются на 180° с помощью специальной безабберационной магнитной системы. Такое расположение накопителей позволяет легко наращивать длину ускорителя без перемонтажа системы конверсии и накопителей-инжекторов. Очевидно, для эффективной работы такой системы необходимо, чтобы итоговый коэффициент конверсии был больше единицы. Идея рекуперации частиц предложена в работе ^{15/}. Конечно, для первичного накопления пучков потребуются специальный ускоритель.

Установка со встречными пучками на основе описанной схемы имеет приятную особенность, заключающуюся в возможности наращивать длину, а следовательно, энергию ускорителя. Так, например, сначала может вводиться в строй ускоритель на максимальную энергию 2×50 ГэВ; пока в этой области энергий идут эксперименты, достраиваются участки ускорителя, поднимающие энергию до 2×100 ГэВ и т.д.

6. Рассмотрим более детально некоторые вопросы электродинамики ускоряющей структуры и процесса ускорения. Особенностью ускоряющей системы в нашем случае является работа в режиме накопленной энергии, т.е. генератор СВЧ за сравнительно большое время возбуждает ускоряющую систему, а затем заряд за очень короткое время забирает часть энергии резонатора. Отбор энергии зарядом при ускорении заключается в том, что заряд, пролетая резонатор, излучает волну, которая и гасит поле, имеющееся в резонаторе. Правда, при этом излучаются и другие типы колебаний, что уменьшает отобранную энергию из резонатора. Этот процесс был подробно изучен численно. При этом было найдено, что наилучшей, с этой точки зрения, является структура \mathcal{U} -типа.

Нетривиальный результат анализа процесса ускорения заключается в том, что, подобрав для каждой величины заряда форму распределения сгустка и фазу влета в резонатор, можно получить на выходе монохроматичный пучок частиц, причем сгусток при этом уносит из резонатора значительную долю энергии - до 0,5 от накопленной ^{16/}. Это обстоятельство чрезвычайно ценно для получения встречных сгустков с хорошо определенной энергией и резко упрощает проблему фокусировки пучков в месте встречи.

Итак, \mathcal{U} -структура оказалась наиболее подходящей для работы в режиме накопленной энергии. Это довольно общее утверждение. Оно не зависит от деталей геометрии структуры. Можно привести и качественные физические аргументы, подтверждающие этот вывод. Одновременно при этом выполняется еще одно важное требование, а именно-возможность ускорения частиц в двух направлениях.

7. Значительно более сложной оказалась проблема поперечных сил.

Как хорошо известно, в линейных ускорителях электронов существует неустойчивость пучка, связанная с возбуждением несимметричных мод колебаний. Суть её заключается в том, что частицы первого же сгустка, входящие в ускоряющую систему, двигаясь не строго по центру структуры, излучают несимметричные моды колебаний с амплитудой, пропорциональной смещению от центра системы. Магнитное и радиальное электрическое поля несимметричной моды отклоняют второй сгусток частиц. Получив угол, этот сгусток, пройдя некоторое расстояние в структуре, получает большое поперечное смещение, по сравнению с первым сгустком; при этом он возбуждает, в свою очередь, несимметричную волну увеличенной амплитуды, отклоняющую третий сгусток и т.д. Эта неустойчивость приводит к тому, что "хвост" импульса тока с большим числом частиц, получив большие углы, может попасть в конце концов, на стенки ускоряющей структуры. И, во всяком случае, увеличиваются эффективные поперечные размеры пучка.

В наем случае ускоряется всего один ступок, но это не снимает проблему, так как вместо слов "первый", "второй" и т.д. ступки достаточно поставить слова "первые", "вторые" и т.д. частицы в ступке, а все остальное формально останется верным. Другими словами, при ускорении даже одиночного ступка возможна неустойчивость частиц типа "голова-хвост". Это соображение нам было известно давно, и отсутствие радикального способа борьбы с этой неустойчивостью долго являлось препятствием развития работ. Дело в том, что даже повысив точность следования пучков по центру системы, подняв жесткость фокусирующей системы, подняв темп ускорения, можно было провести интенсивный пучок через ускоряющую систему, но фазовый объем ступка при этом вырастал настолько, что вся эта система не имела смысла как установка со встречными пучками из-за ничтожно малой светимости.

Можно привести несколько другую картину развития неустойчивости, картину, которая подсказывает способ подавления этой неустойчивости.

Разобьем мысленно ступок на две части - "голову" и "хвост". "Голова", проходя высокочастотную систему и имея некоторое начальное отклонение от оси ускорителя, испытывает колебания относительно этой оси вследствие действия фокусирующих линз, одновременно возбуждая в ускоряющей структуре несимметричную волну. Легко понять, что для "хвоста" сила несимметричной волны находится в резонансе с поперечным движением в поле фокусирующих линз, что и вызывает развитие неустойчивости.

Выход заключается в том, чтобы изменить частоту поперечных колебаний для "хвоста" по сравнению с частотой колебаний "головы". Можно себе представить, например, что фокусировка производится высокочастотными линзами, которые успевают изменить свою силу за время пролета сантиметрового ступка.

Много более доступным является другой способ изменения частоты поперечных колебаний изменением энергии частиц вдоль ступка. Этого легко достичь, инжектируя ступок в ускоряющую структуру со сдвинутой фазой. По мере ускорения частиц роль поперечных сил уменьшается, и энергетический разброс может быть уменьшен. Моделирование движения частиц в выбранной ускоряющей системе при некотором сравнительно разумном выборе магнитной структуры показывает, что для подавления неустойчивости необходим начальный энергетический разброс вдоль ступка $\pm 15\%$, который к концу ускорения может быть плавно уменьшен до $\pm 5\%$ ^{1/6}.

Естественно, на последнем участке должна быть применена система полной монохроматизации до уровня не хуже процента, чтобы уменьшить хроматическую абerrацию при фокусировке частиц в месте встречи и иметь хорошо фиксированную энергию.

Можно понять, что требование иметь энергетический разброс не лишает ценности первый результат расчетов - возможность ускорять монохроматически ступок с большим зарядом, более того, только в этом случае при перестройке фазы мы будем получать для протяженного ступка необходимое нам линейное изменение энергии вдоль ступка, которое в дальнейшем может быть полностью скомпенсировано сдвигом фазы другого знака.

Неустойчивость пучка - не единственная причина увеличения фазового объема при ускорении. Следующим важным моментом является увеличение фазового объема из-за неидеально точной расстановки линз относительно оси системы.

Так, поперечный сдвиг одной линзы на некоторую величину вызывает колебания пучка относительно оси с амплитудой того же порядка, которые из-за немонохроматичности пучка переходят в размер пучка. Таким образом, любые поперечные толчки "разогревают" пучок.

Это обстоятельство накладывает требование на точность юстировки всех систем ускорителя не хуже нескольких микрон. Нам представляется рациональным использовать сам пучок для трассировки и выставки системы. При этом процедура подстрой-

ки может быть полностью автоматизирована и может проходить во время работы ускорителя. Это снижает требования к долговременной стабильности фундамента ускорителя, грунта и т.д.

8. Наконец, еще один параметр следует учитывать при проектировании структуры. Для сокращения общей длины ускорителя желательно использовать максимально большую напряженность ускорителя, ограниченную вакуумным пробоем или автоэмиссионной подгрузкой. С этой точки зрения ускоряющую структуру можно характеризовать параметром K ,

$$K = \frac{E_{max}}{E_{cp}},$$

где E_{max} — максимальная напряженность поля на поверхности ускоряющей структуры, E_{cp} — средняя энергия, приобретаемая единичным ультрарелятивистским зарядом на единице длины структуры.

Используемые сегодня структуры имеют параметр $K = 3-4$. Например, ускоритель $SLAC$ имеет параметр $K = 4$.

Расчет показывает, что выбирая оптимальный профиль резонаторов, можно получить K , довольно близким к 1; при этом оказывается, что требования иметь большое отверстие к диафрагме и малое K — противоречивы.

Удалось подобрать ^{17/} компромиссный профиль резонатора с длиной $\lambda = 5$ см и радиусом отверстия в диафрагме $a = 1$ см при $K = 1,6$.

Колебания в соседних ускоряющих резонаторах сдвинуты по фазе на π . Возбуждение структуры производится с помощью кольцевых резонаторов связи.

Конечно, такой профиль резонаторов не является наилучшим с точки зрения активных потерь, но в нашем случае это обстоятельство не является принципиальным.

Предварительные эксперименты показали, что на поверхности хорошо обработанной меди допустимы напряженности поля, не вызывающие вакуумного пробоя, около 150 МэВ/м. Это позволяет действительно иметь в ускоряющей структуре темп ускорения около 100 МэВ/м.

9. Очень любопытным является рассмотрение эффектов встречи, т.е. эффектов когерентного взаимодействия в ступках сталкивающихся частиц. Известно, что в циклических накопителях эффекты встречи играют существенную роль и, как правило, именно они ограничивают светимость.

Оценка электрических и магнитных полей ступка в месте встречи дает при планируемой светимости величину порядка 10^6 эрстед. Эти поля не действуют на частицы, принадлежащие "своему" ступку, т.к. воздействия электрического и магнитного поля взаимно компенсируются, зато для встречной частицы действие электрического и магнитного полей складываются

$$H = E = \frac{2Ne}{\ell(\sigma_x + \sigma_e)}.$$

В поле встречного ступка электроны теряют энергию на излучение (длина потери энергии около $\ell_{удл} = mc^2/\gamma r_e^2 H^2$), поэтому вместо встречных пучков с заданной энергией мы будем получать непрерывный спектр. Если потребовать монохроматичность на уровне нескольких процентов, то достижимая светимость за импульс при круглом поперечном сечении пучков оказывается порядка 10^{31}см^{-2} .

Радикальным способом уменьшения эффектов синхротронного излучения является переход к плоским пучкам в месте встречи с сохранением площади поперечного сечения пучков.

Вторым эффектом, который остается существенным даже в случае плоских пучков, является влияние полей встречных сгустков на движение частиц в месте встречи. Для случая столкновений сгустков с противоположным зарядом поля встречного сгустка являются фокусирующими, причем при планируемых плотностях в сгустках частица за время пролета успевает совершить несколько колебаний в поле сгустка.

Некоторое время у нас была надежда, что фокусирующие поля приведут к своеобразному "коллансу" пучков и увеличению светимости. Численное же моделирование самосогласованного движения цилиндрических пучков показало, что скорее следует ожидать увеличения размеров пучка и уменьшения светимости в несколько раз (эффект "перетяжек"). Для случая плоских пучков эти эффекты увеличения поперечных размеров пучков существенно ослабляются.

В случае же столкновения сгустков с одинаковыми зарядами, т.е. при попытке получить электрон-электронные и позитрон-позитронные встречные пучки, мы встретимся с сильнейшим эффектом расталкивания, что, по-видимому, на один-два порядка понизит предельно достижимую светимость в этом случае.

Сильные поля притяжения пучков для случая электрон-позитронных столкновений могут облегчить процедуру "нацеливания" пучков в месте встречи, а также несколько уменьшат необходимую точность нацеливания.

Ю. Несколько слов об инжекторах ^{/6/}. Для этой цели предполагается использовать два накопителя на энергию 1-2 ГэВ, в которых инжектированные после конверсии пучки электронов и позитронов затухают до установившегося размера, определяемого квантовыми флуктуациями и эффектом внутреннего рассеяния частиц в пучке (естественно, в предположении, что когерентные неустойчивости пучка могут быть подавлены). Длина сгустка в процессе охлаждения может при этом быть существенно больше необходимой (~ 10 см) для уменьшения вклада внутреннего рассеяния и облегчения проблемы когерентной устойчивости. Перед выпуском быстрым подъемом напряжения на ускоряющем резонаторе можно укоротить сгусток (через четверть периода фазовых колебаний) и выпустить уже укороченный.

II. Наконец, обсудим самую приятную часть доклада: об особенностях постановки экспериментов на ВЛЭШе.

Не вызывает никакого сомнения осуществимость регистрации процессов с рождением мюонов - проверка квантовой электродинамики, рождение тяжелых лептонов или W^\pm , Z^0 - бозонов, распадающихся на мюоны. По-видимому, легко выделить по мощным ливням процессы с рождением электронов и позитронов высокой энергии, а также γ -квантов. К таким процессам относятся чисто электромагнитные процессы на большие углы (рассеяние и аннигиляция), а также адронные процессы с рождениями π^0 -мезонов.

Не столь очевидна ситуация в экспериментах с регистрацией адронов.

Импульсный характер светимости ухудшает отношение сигнал-фон по сравнению с циклическими накопителями. Оценки показывают, что основной источник фона, приводящий к излучению мягких квантов на большие углы, это процесс двойного электророждения ^{/8/}

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^- + \gamma,$$

который дает 10^2 - 10^3 фотонов за импульс. Энергия этих фотонов, в основном, не более 0,5 МэВ. Даже небольшой поглотитель может заметно ослабить этот поток излучения на большие углы, поэтому ясно, что физический фон не представляет непреодолимого препятствия также и для регистрации адронных событий.

Фон же, связанный с попаданием частиц на стенки ускорителя, по крайней мере в принципе, может быть уменьшен в нужной степени постановкой защитных экранов.

Интересно заметить, что импульсная светимость позволяет, в принципе, применить для регистрации событий такой прибор, как пузырьковая камера, лучше гибридного типа.

Наконец, напомним, что ВЛЭШ может быть использован как обычный ускоритель на удвоенную энергию, с довольно большим средним током, что само по себе является достаточно интересным.

В заключение можно привести грубо ориентировочную таблицу параметров ускорителя на энергию 2х100 и 2х300 ГэВ.

Энергия, ГэВ	2х100	2х300
Длина	2х1 км	2х3 км
Светимость	$10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	$10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Средняя мощность пучка	2х160 кВт	2х480 кВт
Число частиц в сгустке	10^{12}	10^{12}
Средняя мощность от сети	7-10 МВт	20-30 МВт
Частота повторения	10 Гц	10 Гц

Л и т е р а т у р а

1. Budker G.I. in: Proceedings of the Intern. Symposium on Electron and Positron Storage Rings, Saclay, 1966, p.11-1-1;
АП22, 346, 1967, Будкер Г.И., Скринский А.Н.
УФН, 1978, т.124, вып.4, стр.561.
2. Design Study of a 15 to 100 GeV e^+e^- -colliding beam machine (LEP). The LEP study Group. Geneva, 1978.
Geneva, 1978.
CERN/ISR-LEP/78-17, 22 August 1978.
3. Будкер Г.И. Материалы международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970, Дубна, 1970, т.2.
4. Вассерман И.Б., Кооп В.А., и др.
Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976, Москва, Изд. "Наука", 1977, т.1, стр.252.
5. Аликянян А.И. и др. Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван-Цахкадзор, 1969. Ереван. Изд. АН Арм.ССР, 1970, т. 2, стр. 103.
6. Балакин В.Е., Кооп И.А., Новохатский А.В., Скринский А.Н., Смирнов В.П. Динамика пучка ВЛЭШа, Доклад на настоящем совещании, том I.
7. Балакин В.Е., Брежнев О.Н., Новохатский А.В., Семенов Ю.И. Ускоряющая структура ВЛЭШа. Исследование максимально достижимого темпа ускорения. Доклад на настоящем совещании, том I.
8. Фадин В.С., Хозе В.А. Письма в ЖЭТФ, т.17, вып.8, стр.438.

УСКОРИТЕЛИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Председатель: Г.Н.Флеров

Секретарь: С.И.Тютюнников

А - II

ПРОБЛЕМЫ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

А.А.Васильев

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

В настоящее время во всем мире возник большой интерес к ускорителям тяжелых ионов. Интерес этот связан с тем, что использование пучков тяжелых ионов дает возможность решать ряд важных проблем^{1/}, среди которых можно назвать синтез трансурановых элементов, новые направления в изучении ядра и свойств элементарных частиц, многочисленные прикладные применения пучков тяжелых ионов в материаловедении, биологии, медицине, изготовлении ядерных фильтров и т.д.

Значительный вклад в создание ускорителей тяжелых ионов и в развитие программы физических исследований на них внесли советские физики и, в частности, ученые Объединенного института ядерных исследований - академик Г.Н.Флеров, член-корреспондент А.М.Балдин и другие. Большую деятельность в этой области ведут две такие крупные лаборатории этого Института как Лаборатория ядерных реакций и Лаборатория высоких энергий, а также ученые Института атомной энергии под руководством члена-корреспондента В.М.Галицкого. Работы по созданию ускорителей тяжелых ионов ведутся и в зарубежных лабораториях^{2/}.

В разрабатываемом в настоящее время генеральном плане развития ОИЯИ до 1990 года, кроме развития существующих и сооружаемых в текущем пятилетии установок, предусматривается создание с участием ИАЭ им. И.В.Курчатова комплекса для ускорения тяжелых ионов^{3/}.

Предложения о дооснащении протонных ускорителей с тем, чтобы получить возможность ускорять на них ионы различных элементов таблицы Менделеева, вплоть до самых тяжелых, выдвигаются во многих ядерных центрах как Советского Союза, так и других стран. Связано это опять-таки с очень интересной проблематикой физики тяжелых ионов.

Сооружение ускорителей тяжелых ионов требует разработки новых устройств и методов, включая создание эффективных источников ионов, эффективных систем ускорения, магнитных систем, перезарядных мишеней, а также вакуумных систем, способных обеспечивать сверхвысокий вакуум. Необходимо, чтобы используемые в ускорительном комплексе тяжелых ионов и в каналах вывода и транспортировки пучков элементы и автоматизированные системы управления с использованием ЭВМ позволяли быстро переходить от ускорения ионов одного элемента к ионам другого. Таким образом, переход от ускорения одних лишь протонов к ускорению ионов многих элементов требует существенных изменений ускорительного комплекса.

В настоящее время для ускорения тяжелых ионов используются и разрабатываются различные типы ускорителей - ускорители прямого действия с очень большими потенциалами на кондукторе, линейные ускорители, изохронные циклотроны и кольцевые ускорители с изменяющимся во времени магнитным полем. В процессе разработки находятся ускорители на основе коллективного метода ускорения и некоторые другие системы.

Возвращаясь к проблемам создания ускорителей тяжелых ионов, отметим, что они прежде всего (во всяком случае, если говорить об ускорении самых тяжелых ионов вплоть до урана) определяются тем малым отношением заряда иона к его

массе, которое обеспечивают существующие ионные источники. Это обстоятельство приводит к сравнительной неэффективности заворачивающих магнитных систем, а также к необходимости иметь сверхвысокий вакуум для предотвращения срыва электрона из оболочки ускоряемого иона, приводящего к выпаданию иона из резонансного ускорения. Кроме того, наличие спектра ионов разных зарядов из ионного источника приводит, в принципе, к уменьшению интенсивности резонансных ускорителей, способных, как правило, ускорять ионы с одним или, в лучшем случае, несколькими значениями заряда.

Определенные возможности создания эффективных систем ускорения тяжелых ионов обеспечивает так называемый коллективный метод ускорения, в котором тяжелые ионы могут обдираться до высокой зарядности в электронном кольце, а затем эффективно ускоряться в высокоградиентном электрическом поле, создаваемом этим электронным кольцом^{/4/}. Однако ускорение этим методом интенсивных пучков очень тяжелых ионов наталкивается на другие трудности, связанные уже с влиянием на динамику движения электронного кольца сравнительно большой массы ускоряемых тяжелых ионов.

Необходимо отметить, что ускорение тяжелых ионов с очень малой зарядностью, несмотря на очевидные трудности создания эффективных ускоряющих и магнитных систем, представляет большой интерес с точки зрения получения ускоренных ионных пучков высокой интенсивности.

Такая задача стоит, например, при создании ускорителей для инициирования термоядерной реакции. Предел для числа ионов, ускоряемых в кольцевом ускорителе, определяется формулой^{/5/}:

$$N = \frac{2v|\delta v|\beta^2\gamma^3 SA}{r_0 R Q^2}$$

где v — число бетатронных колебаний за оборот; $\beta = \frac{v}{c}$; $\gamma = \frac{E}{E_0}$; R — радиус кольцевой орбиты, S — площадь сечения пучка, $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-18}$ м, A и Q — соответственно масса и заряд иона в единицах массы и заряда протона.

Из этой формулы следует, что для ускорения интенсивных пучков тяжелых ионов желательно, с точки зрения уменьшения влияния сил объемного заряда, уменьшать Q в пределе до $Q = 1$. При этом, разумеется, возникают беспрецедентные требования к магнитным, вакуумным и другим системам ускорителя.

Стремление избежать громоздкости ускорителей ионов, присущей установкам, предназначенным для ускорения тяжелых ионов малой зарядности, вынуждает использовать ионы с возможно большей зарядностью. При этом приходится мириться с ограничениями интенсивности, связанными с действием объемного заряда. Оказывается, однако, что и при ограниченной интенсивности можно осуществлять актуальные в настоящее время физические программы.

Для получения пучков ионов с высокой зарядностью создаются новые типы ионных источников, таких, например, как источник "Крион", с ионизацией электронным пучком, (разрабатывается в ЛВЭ ОИЯИ Е.Д.Донцом с сотрудниками) лазерные источники^{/21/} и другие^{/6/}.

По мере ускорения ионов в последовательных каскадах ускорителя осуществляется обдирка все большего числа электронов с помощью мишеней, через которые пропускается пучок ускоряемых ионов. Обдирка пучка при все большей энергии позволяет получать ионы со значительно большей зарядностью, чем на выходе ионного источника. На выходе мишени получают ионы с различными зарядами, и использование для дальнейшего ускорения ионов лишь одной зарядности приводит к уменьшению интенсивности ускоряемого в дальнейшем пучка приблизительно на порядок. Возможны режимы резонансного ускорения, в которых обеспечивается захват и ускорение ионов с несколькими близлежащими зарядностями^{/7/}. Возможность

одновременного ускорения ионов разных зарядностей, прорабатываемая в проекте ускорительного комплекса тяжелых ионов ОИЯИ, даст увеличение интенсивности ускорителя, хотя и за счет некоторого увеличения апертуры кольцевого магнита.

Необходимо отметить, что создание перезарядных мишеней, которые для уменьшения величины поперечного рассеяния должны изготавливаться из материала с низким атомным номером, является весьма сложной задачей, еще более усложняющейся по мере увеличения интенсивности ускоряемых пучков. В настоящее время в качестве перезарядных мишеней обычно используются тонкие пленки, например, из углерода. Вопросы стойкости мишеней в пучках, улучшения их конструкции, измерения характеристик пучка различных ионов и при различных энергиях – все это требует дальнейшего интенсивного изучения^{/8/}.

Для создания интенсивных ускоренных пучков в настоящее время широко применяются ускорители с постоянным магнитным полем – изохронные циклотроны как со сплошным магнитом, так и с магнитом в виде отдельных секторов.

К первому типу относится, например, ускоритель тяжелых ионов с диаметром полюсов, равным 400 см, – У-400, сооружение которого заканчивается в настоящее время в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ^{/9/}. Ко второму типу принадлежит, например, секторный циклотрон, сооруженный в Швейцарии близ Цюриха^{/10/}, а также ускоритель Ганиль^{/11/}, сооружение которого началось.

Разбиение магнита на отдельные секторы позволяет образовать удобные места для размещения высокочастотных ускоряющих систем, упростить ввод и вывод частиц. Однако каждый сектор имеет сравнительно сложную конфигурацию, а между секторами существует магнитное поле рассеяния, влияние которого растет при переходе к большим напряженностям магнитного поля и обуславливает режим работы с насыщенным железом ядра. Очевидно, что при некоторой, достаточно большой энергии, целесообразно осуществлять переход к магнитной системе, состоящей из отдельных блоков (секторов). Однако простота обычного сплошного электромагнита и степень "приспособленности" его к использованию сверхпроводящих обмоток определяет ту границу по энергии, выше которой следует переходить к электромагнитам из отдельных секторов. В настоящее время существует несколько проектов (США, Италия) циклотронов для ускорения тяжелых ионов с использованием сверхпроводящих обмоток, обеспечивающих большую напряженность магнитного поля, при которой полюсы электромагнита оказываются полностью насыщенными^{/2,12/}. Необходимая модуляция магнитного поля обеспечивается изменением толщины насыщенного полюса.

Использование сверхпроводящих обмоток представляется весьма перспективным даже и при напряженности магнитного поля порядка 20 кГс для больших циклотронов (например, типа У-400), когда становится весьма ощутимой стоимость потребляемой электроэнергии. Кроме того, использование сверхпроводящих обмоток, работающих при большой плотности тока, позволит уменьшить площадь окна электромагнита и, тем самым, объем и вес ядра.

Кольцевые магниты с изменяющимся во времени магнитным полем типа синхротронов находят применение для ускорения частиц до самых высоких энергий. В настоящее время работают протонные синхротроны на энергию в 500 ГэВ в США, на энергию 400 ГэВ – в ЦЕРНе и на энергию в 76 ГэВ – в СССР. Ускорение легких и средних по массе ионов до самых высоких энергий также осуществляется на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ и на Беватроне в США. Ускорение тяжелых ионов до самых высоких энергий также целесообразно осуществлять на синхротронах^{/13,14/}. Конкретный уровень энергий, при котором целесообразно переходить к синхротронному методу ускорения, зависит от многих обстоятельств, в том числе и экономических.

По существующим в настоящее время представлениям, он лежит в диапазоне от сотен МэВ на нуклон и выше при ускорении тяжелых ядер вплоть до урана.

Представляется, что в дальнейшем, при усовершенствовании ускорителей с постоянным магнитным полем, уровень энергий, до которых целесообразно использовать эти ускорители, будет повышаться. Это связано с тем, что ускорители с постоянными магнитными полями обеспечивают, по сравнению с ускорителями, использующими изменяющиеся магнитные поля, существенно большую интенсивность.

При движении ускоряемых тяжелых ионов в вакуумной камере ускорителя существует конечная вероятность изменения заряда иона и, соответственно, потери ионов. Для минимизации этих потерь необходимо уменьшать давление и суммарный путь, проходимый ионами в вакуумной камере, т.е. уменьшать время ускорения. Уменьшение пути, проходимого ионами в кольцевых ускорителях, означает уменьшение числа оборотов и, следовательно, при заданной конечной энергии, требует увеличения прироста энергии частиц за оборот. Для кольцевых ускорителей с изменяющимся магнитным полем требование минимизации потерь, а также требование получения возможно большей интенсивности приводит к необходимости использовать большую частоту циклов ускорения. Эти требования к синхротронам для ускорения тяжелых ионов делают их похожими на электронные синхротроны, а также на так называемые "быстрые" бустеры, используемые для повышения энергии инжекции в большие протонные синхротроны (см., например, /15/). Неудивительно, что неоднократно высказывались предложения использовать кольцевые магнитные системы быстрых бустеров для создания ускорителей тяжелых ионов.

Такие кольцевые ускорители синхротронного типа отличаются от ускорителей с постоянным полем существенно более легкой магнитной системой и меньшей по мощности ВЧ-системой. Трудности же их реализации лежат в большом диапазоне и в большой скорости изменения частоты ВЧ-ускоряющей системы, в сравнительно сложной системе электропитания и высоковакуумной системе. Однако необходимость достигнуть требуемой большой величины энергии ускоренных ионов (например, > одного ГэВ на нуклон и выше) приводит в настоящее время к необходимости использовать такого рода ускорители.

Кроме ускорителей, о которых шла речь в настоящей работе, в ряде ускорительных центров США и Англии для ускорения тяжелых ионов сооружаются ускорители прямого действия типа Ван-де-Граафа с очень большой величиной потенциала на высоковольтном кондукторе (около 30 МВ) /12/. Ускорители такого типа не могут обеспечить высокую величину энергии ускоренных ионов, но, как показала практика, очень полезны в связи с высокой монохроматичностью ускоряемых ионов /16/. Будет ли сохранена эта высокая монохроматичность при работе со столь высокими потенциалами, покажет ближайшая практика их использования.

В последние годы получили дальнейшее развитие линейные ускорители тяжелых ионов. Сооружен, например, уникальный линейный ускоритель тяжелых ионов Унилак в Дармштадте (ФРГ) /17/.

Построенные к настоящему времени линейные ускорители протонов и тяжелых ионов базируются на использовании медных резонаторов, работающих при комнатной температуре, что требует большой ВЧ-мощности для их питания. Это обстоятельство приводит к значительным капитальным и эксплуатационным затратам. Ведущиеся в настоящее время в ряде ускорительных центров работы по применению сверхпроводящих ВЧ-резонаторов в линейных ускорителях протонов и тяжелых ионов позволяют уменьшить требуемую ВЧ-мощность и, следовательно, удешевить создание ускорительных систем /18-20/.

Подводя итоги, следует сказать, что разработка ускорителей тяжелых ионов находится на подъеме, и нет сомнения, что в ближайшем будущем будет создано значительное число этих, столь необходимых для современной физики установок.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н. Флеров. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.23.
2. J.M.Ball. Proc. of the 1977 Particle accelerator conference, IEEE trans. on nuclear science, 1977, v. NS - 24, N3, p. 969.
3. Н.И.Веников, В.М.Галицкий и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.88.
4. В.П.Саранцев. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1972, стр.201.
5. Г.Брук. Циклические ускорители заряженных частиц, М., Атомиздат, 1970г.
6. Е.Д.Донец. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.346.
7. И.А.Шукейло. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.III.
8. И.С.Дмитриев, А.К.Каминский, В.С.Николаев. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.II6.
9. Г.Н.Флеров, А.И.Иваненко и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.58.
10. H.A.Willax. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.I34.
11. The Ganil group. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.79.
12. H.G.Blosser. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1975, стр.2I2.
13. В.П.Алексеев, А.М.Балдин, Ю.Д.Безногих и др. ОИЯИ, 9-7I48, Дубна, 1973 .
14. H.A.Grunder, W.O.Hartsough и др. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том II, М., "Наука", 1973, стр.303.
15. Ю.М.Адо, В.И.Балбеков, А.А.Васильев и др. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1972, стр.47.
16. D.M.Robinson. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.354.
17. D.Vohne. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.7I.
18. В.Piosczyk, G.Hochschild, J.E.Vetter. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.I00.
19. E.Nolte, G.Geschonke и др. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, М., "Наука", 1977, стр.II9.
20. А.Н.Диденко. "Сверхпроводящие волноводы и резонаторы", М., "Советское радио", 1973 .
21. Ю.А.Быковский. Доклад на настоящем совещании, том II.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СООРУЖЕНИЮ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ У-400 В ДУБНЕ

Ю.Ц.Оганесян

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дальнейшее развитие исследований взаимодействия между сложными ядрами связано с использованием пучков быстрых ионов все более тяжелых элементов, а также с повышением их энергии и интенсивности. С этой целью в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на основе результатов, полученных при создании двухметрового изохронного циклотрона У-200 спроектирован и сооружается четырехметровый изохронный циклотрон тяжелых ионов У-400 [1, 2, 3]. В нем сохраняются принципы, положенные в основу главных элементов ускорителя У-200 (малый воздушный зазор, высокий уровень магнитного поля, ускорение на гармониках высокочастотного поля, вывод пучка методом обдирки).

Новый ускоритель обеспечит получение пучков ионов широкого ассортимента. Основной диапазон по массовому числу ускоряемых частиц $20 \leq A \leq 140$. Ионы этого диапазона масс будут ускоряться до энергии 10 МэВ/нуклон. Необходимые для ряда прикладных исследований энергии 1-2 МэВ/нуклон можно получить практически для всех ионов с массовым числом $12 \leq A \leq 240$. Что касается легких частиц ($A \leq 20$), то их можно ускорять до энергий 30-40 МэВ/нуклон. Одним из важнейших параметров ускорителя является интенсивность пучков, которая в первой половине основного диапазона масс ($A \leq 75$) составит $10^{13} - 10^{14}$ част/с, а во второй половине ($75 \leq A \leq 140$) - не менее 10^{12} част/с.

В настоящее время изготовлены все узлы циклотрона У-400, произведена их сборка, измерено и сформировано изохронное магнитное поле, ведутся испытания и наладка ионных источников, вакуумной и высокочастотной систем и других узлов. Сооружение ускорителя У-400 ведет коллектив сотрудников Лаборатории ядерных реакций в составе: Иваненко А.И., Козлов С.И., Колесов И.В., Марков Б.Н., Оганесян Ю.Ц., Покровский В.Н., Семин К.И., Чугреев В.А., Гринько А.А., Богомолец Ю.И., Бондаренко П.Г., Гульбекян Г.Г., Кленин Б.А., Юмаев Е.М., Минин Е.А., Нилов И.С. и др. под руководством академика Флерова Г.Н. и профессора Оганесяна Ю.Ц.

Ниже приведены краткое описание основных узлов и систем ускорителя и экспериментальные результаты, полученные при их испытаниях.

Электромагнит и магнитная структура

Электромагнит циклотрона У-400 состоит из ярма сечением $4,2 \times 2,0 \text{ м}^2$, полюсов диаметром 4,0 м и обмотки возбуждения. Ярмо весом 1900 тонн выполнено сборным из отдельных пакетов, сваренных из стальных листов толщиной 20 мм. Два полюса весом по 150 тонн каждый собраны из дисков толщиной 100 и 180 мм. Диски полюсов, образующие рабочий зазор электромагнита размером

500 мм, служат одновременно верхней и нижней крышками вакуумной камеры. Основная обмотка электромагнита состоит из двух катушек возбуждения с числом витков 224. Витки выполнены из алюминиевой трубки квадратного сечения 53 x 53 мм² с отверстием диаметром 34 мм для охлаждающей воды.

Азимутальная вариация магнитного поля создается четырьмя парами секторов с тремя границами и угловой протяженностью 45°. Секторы имеют переменную толщину от 95 до 110 мм, зазор в холме оставляет от 44 до 74 мм.

Изохронная форма магнитного поля обеспечивается ступенчатыми кольцевыми шпильками и токовыми корректирующими катушками. Кольцевые шпильки выполнены на секторах. 10 пар токовых катушек по 3 витка в каждой установлены равномерно по R^2 под секторами.

Коррекция низших гармоник азимутальной неоднородности центральной области магнитного поля производится четырьмя парами катушек по 10 витков в каждой.

Электропитание основной обмотки возбуждения (2500А), кольцевых и азимутальных корректирующих обмоток (630А и 300А, соответственно) обеспечивается статическими тиристорными преобразователями. Стабильность тока основной обмотки составляет $5 \cdot 10^{-5}$.

Все детали электромагнита изготовлены в Дубне. Изготовление и сборка пакетов остова выполнялись непосредственно в циклотронном зале, где параллельно производился монтаж всего электромагнита.

На электромагните циклотрона У-400 завершено формирование изохронного магнитного поля с помощью железных масс. Первоначальная форма секторов была рассчитана по результатам формирования магнитного поля циклотрона У-200, необходимое приближение реальной формы среднего поля к изохронной осуществлялось изменением угловой протяженности секторов. Результаты формирования магнитного поля при токе возбуждения 2500А представлены на рисунке 1 (а). Измерение магнитного поля на полном азимуте производилось десятью датчиками Холла. Результаты измерений обрабатывались на ЭВМ Минск-32.

На рис. 1(в,с) приведены результаты расчета фазового движения частиц при ускоряющем напряжении 75 кВ и флаттера сформированного магнитного поля.

Резонансная система и высокочастотный генератор

Частотный диапазон ускорителя У-400 лежит в пределах 6-12 МГц. Высокочастотная система (рис.2) представляет собой два несвязанных дуантных контура, каждый из которых состоит из укороченной четвертьволновой коаксиальной линии, закороченной на одном конце и нагруженной емкостью дуанта на другом. Конструктивно каждый контур включает бак с внутренним диаметром 1400 мм и длиной 4800 мм, шток с внешним диаметром 420 мм, дуант с угловой протяженностью 45°. Частота системы изменяется перемещением дисковых пластин с контактами, закорачивающих шток и бак.

Для подстройки собственной частоты резонансного контура предусмотрено два типа триммеров. Грубая подстройка в пределах 3% осуществляется триммерами, расположенными в переходных патрубках между баками и камерой. Точная подстройка в пределах 0,3% выполняется триммерами, которые входят в систему автоматической подстройки частоты.

На одном резонансном контуре проведены измерения высокочастотных характеристик (диапазон частот, добротность, относительное падение напряжения по длине дуанта и емкость дуант-земля). Результаты измерений приведены в табли-

це № I и на рис.3. По результатам измерений сделана оценка мощности потерь в одном резонаторе.

Таблица № I

Параметры резонатора У-400

Наименование параметра	Положение закорачивающей пластины l , мм (рис.3)		
	0	600	3140
Резонансная частота, МГц	12,128	9,652	5,838
Добротность резонатора	3700	4400	5800
Мощности потерь в резонаторе, кВт	38	26	13,4
Емкость дуант-земля, пФ	660	675	755
Относительное падение напряжения по дуанту от $R=0$ до $R=200$ см, $\frac{U_0 - U_{2\text{ср}}}{U_0} 100\%$	4	3	1

Для питания резонансных контуров смонтирован и испытан на эквивалентную нагрузку пуско-наладочный высокочастотный генератор, имеющий диапазон частот 3-30 МГц. Мощность генератора составляет 80-90 кВт. В дальнейшем в качестве постоянного источника в.ч. напряжения будут использоваться два генератора "ХРИЗОЛИТ" мощностью по 150 кВт каждый.

Ионные источники

Для циклотрона У-400 планируется использовать ионные источники различных конструкций. На первом этапе будут применены источники дугового типа с радиальным вводом в циклотрон, которые в течение 17 лет успешно эксплуатируются на ускорителе У-300. В настоящее время изготовлены и испытаны на стенде два ионных источника, предназначенные для генерирования ионов газообразных веществ. На рис. 4 приведены данные по интенсивности ионов ксенона различной зарядности для испытанных ионных источников.

Дальнейшее развитие ионных источников планируется вести по пути создания дуговых источников усовершенствованной конструкции с вертикальным вводом, а также ионных источников, основанных на других принципах.

Вакуумная система

При ускорении тяжелых ионов основные потери обусловлены перезарядкой на остаточном газе в вакуумной камере. Оценки показывают, что эти потери составляют около 30% для наиболее тяжелых ионов при давлении в камере $1 \cdot 10^{-6}$ Тор. Такое давление может быть получено с помощью шести диффузионных масляных насосов ВА-8-7 с азотными ловушками. Насосы имеют скорость откачки 4200 л/с и предельное давление $3 \cdot 10^{-8}$ Тор. Расход жидкого азота на каждый насос составляет 2,5 л/с.

Вакуумный объем У-400, состоящий из камеры и 2-х баков резонаторов, равен 22000л. Внутренняя поверхность вакуумного объема составляет 300м^2 .

Были испытаны на вакуум отдельно камера и баки резонаторов. Во всех случаях получен вакуум: от $1,3 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ Тор при откачке одним насосом.

Детально исследовался процесс откачки одного бака со штоком. Объем одного бака составляет 8000 л, площадь его поверхности равна 85 м^2 . Динамическая характеристика откачки бака резонатора показана на рис. 5. Измерение вакуума производилось на фланце бака в месте его соединения с вакуумной камерой (кривые а и в) и на входе в агрегат (кривая с). С целью ускорения процесса обезгаживания поверхности вакуумного объема при откачке внутренняя медная плакировка бака, составляющая $2/3$ общей поверхности, прогревалась до температуры $+60^\circ\text{C}$ в течение 4-х часов. Через 36 часов получен вакуум в баке $1,7 \cdot 10^{-6}$ Тор. Величина суммарного газового потока (газоотделение и натекание) составила $5 \cdot 10^{-4}$ л. Тор. с^{-1} , что соответствует удельной величине газоотделения с поверхности $6 \cdot 10^{-10}$ л. Тор. $\text{с}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

Суммарный газовый поток для циклотрона У-400 без подачи газа в источник ионов ожидается $4 \cdot 10^{-3}$ л. Тор. с^{-1} . При работе ионного источника газовый поток через него составит при работе на аргоне $1 \cdot 10^{-2}$ л. Тор. с^{-1} , на ксеноне — $0,4 \cdot 10^{-2}$ л. Тор. с^{-1} . При таких газовых потоках рабочий вакуум в циклотроне У-400 при откачке шестью вакуумными насосами (4 насоса на камере и по одному на баках резонаторов) составит $(1,5-2) \cdot 10^{-6}$ Тор при ускорении ионов аргона и $(0,7-1) \cdot 10^{-6}$ Тор — при ускорении ионов ксенона.

В дальнейшем планируется перейти на другую систему откачки.

Вывод пучка и система транспортировки внешних пучков

Для вывода пучка ускоренных ионов из камеры ускорителя У-400 будет применен разработанный и используемый на циклотроне У-200 метод экстракции пучков с помощью обдирки. Сущность этого метода состоит в том, что после прохождения частиц с зарядом Z_1 тонкой мишени, расположенной на выводном радиусе вблизи границы долина-холм, заряд иона возрастает до величины Z_2 . Это приводит к радиальной неустойчивости движения пучка и выходу частиц из камеры ускорителя. Образуется целый спектр тяжелых частиц одинаковой энергии, но разных зарядов. Это позволяет выводить одновременно несколько пучков ускоренных ионов с зарядами, отличающимися на одну или две единицы. Например, в случае аргона с зарядом +5 могут быть выведены три пучка ионов с зарядами +16, +17 и +18 (рис. 6).

Данный метод дает возможность осуществить плавное регулирование энергии выведенного пучка путем изменения углового и радиального положения мишени, что экспериментально проверено на циклотроне У-200 [4].

В качестве обдирочной мишени используется пленка из углерода толщиной $40-60 \text{ мкг/см}^2$.

Пучок ионов будет выводиться из У-400 в двух противоположных направлениях. Система транспортировки внешних пучков обеспечивает разводку пучков на 3 уровня по 12 направлениям (рис. 7, 8).

Снижение пучков с уровня медианной плоскости циклотрона будет осуществляться с помощью 2-х электромагнитов, в каждом из которых пучок отклоняется на 90° . Нижний электромагнит может вращаться вокруг вертикальной оси входящего в него пучка, совмещая таким образом функции поворотного и коммутирующего магнитов.

Экспериментальная программа

Создание нового ускорителя тяжелых ионов У-400 позволит существенно расширить экспериментальные возможности лаборатории для проведения научных исследований, а также решения научно-технических и прикладных задач.

Значительное увеличение интенсивности пучков таких ионов, как $\text{Ca}, \text{Tl}, \text{V}, \text{Cr}, \text{Fe}, \text{Zn}$ на У-400 по сравнению с У-300 позволит, в первую очередь, эффективно продолжить синтез и изучение физических и химических свойств трансфермиевых элементов. С увеличением интенсивности пучка ускоренных ионов ксенона появится возможность продолжить изучение наблюдавшегося спонтанно-делящегося нуклида, образующегося при взаимодействии ионов ксенона с ядрами урана.

Кроме того, на пучках циклотрона У-400 будут проводиться эксперименты по исследованию продуктов ядерных реакций, образующихся в реакциях полного слияния и в реакциях передач.

Уникальные возможности откроет использование пучков тяжелых ионов У-400 в решении ряда актуальных прикладных задач (изготовление молекулярных фильтров, испытание материалов на радиационную стойкость и др.).

На пучках циклотрона У-400 планируется смонтировать стационарные физические установки (рис.7):

установку для сепарации и анализа продуктов ядерных реакций (5), магнитный спектрометр (6), универсальный масс-сепаратор (7), спектрометрическую установку, установку для синтеза и изучения физических свойств трансфермиевых элементов, установку для химических исследований продуктов ядерных реакций, установку для изготовления ядерных фильтров и др.

Л и т е р а т у р а :

1. I.A.Shelayev et al. "General Design Features of the JINR 4 m Isochronous Cyclotron with a Smoothly Variable Heavy Ion Energy". Nucl. Instr. Meth. 93(1971).
2. Г.Н.Ферров и др. Сооружение ускорителя У-400. Труды пятого всеобязного совещания по ускорителям заряженных частиц, "Наука", 1977, т.1, стр.58.
3. B.N.Markov. "The JINR U-400 Isochronous Heavy Ion Cyclotron". IEEE Trans. on Nuclear Science, vol.NS-24, No.3, 1215 (1977).
4. Г.Г.Гульбекян и др. Сообщение ОИЯИ 9-10990, Дубна, 1977.

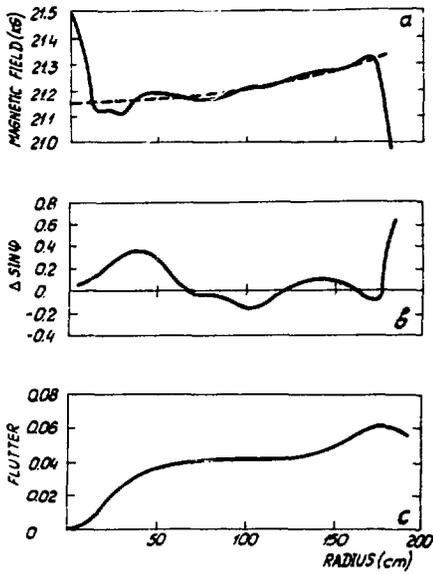


Рис. 1. Результаты формирования магнитного поля У-400. а) радиальное распределение среднего магнитного поля для ионов с энергией около 10 МэВ/нуклон, б) фазовое движение ускоряемых частиц, в) флаттер магнитного поля.

Рис. 2. Горизонтальный разрез циклотрона У-400. 1 - ядро электромагнита, 2 - сектор, 3 - дуант, 4 - шток, 5 - закорачивающая пластина, 6 - бак резонатора, 7 - вакуумный насос, 8 - источник ионов, 9 - токовые пробники, 10 - облучочная мишень.

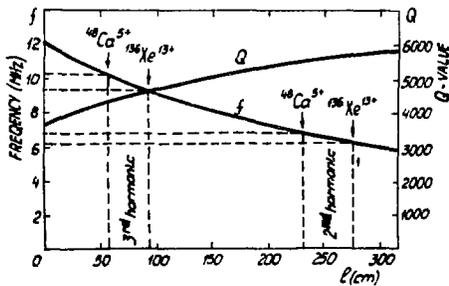
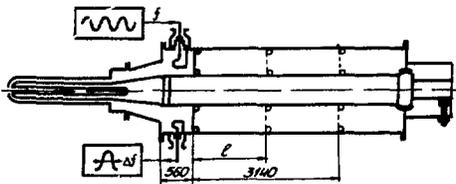
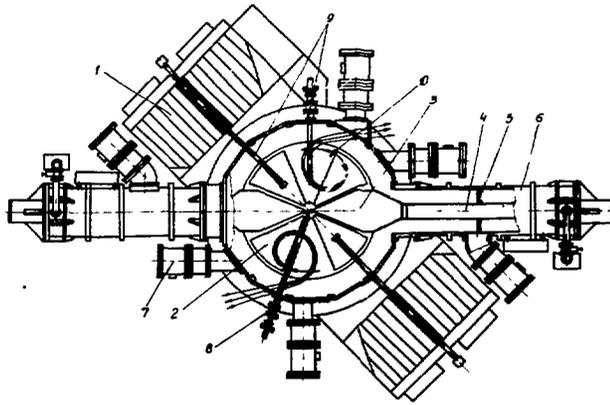
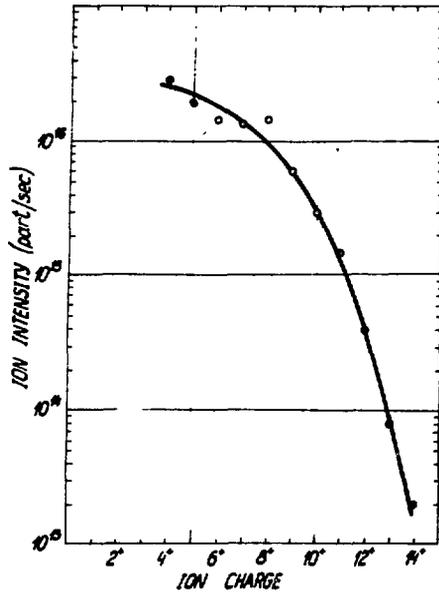
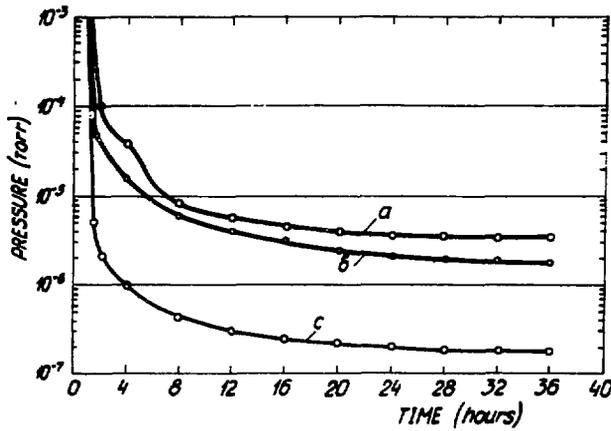


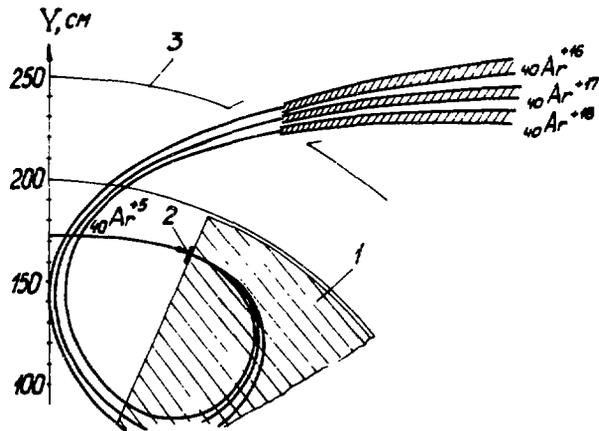
Рис. 3. Схема резонатора и данные измерения характеристик ВЧ-системы.



Р и с . 4. Выход ионов ксенона различной зарядности из источника циклотрона У-400 (интенсивность частиц в импульсе).



Р и с . 5. Динамические характеристики откачки бака резонатора одним насосом. а - давление в баке без прогрева его поверхности, в - то же с прогревом горячей водой (60°C) в течение 4 часов, с - давление на входе в насос.



Р и с . 6. Схема вывода пучка ионов аргона с конечной энергией 10 Мэв/нуклон. 1 - сектор, 2 - обдирочная мишень, 3 - вакуумная камера.

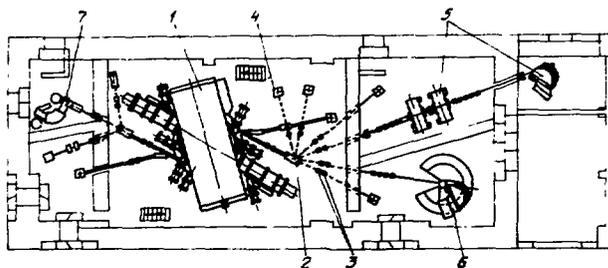


Рис. 7. Расположение циклотрона У-400 в зале ускорителя и схема транспортировки внешних лучков (горизонтальный разрез). 1 - циклотрон У-400, 2 - установка снижения и коммутации пучка, 3 - электромагнитные линзы, 4 - экспериментальные установки, 5 - установка для сепарации и анализа продуктов ядерных реакций, 6 - магнитный спектрометр, 7 - универсальный масс-сепаратор.

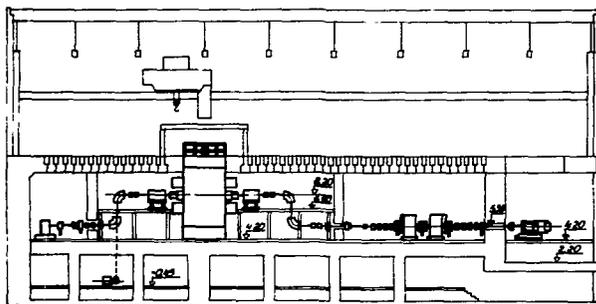


Рис. 8. Расположение циклотрона У-400 в зале ускорителя и схема транспортировки внешних пучков (вертикальный разрез).

МОДЕРНИЗАЦИЯ ЦИКЛОТРОНА ИАЭ им. И.В.КУРЧАТОВА

Н.И.Веников, Л.Г.Кондратьев, С.Т.Латушкин, В.А.Резвов, В.Н.Унежев,
Е.М.Ходаков, Н.И.Чумаков, Л.И.Юдин, Ю.Л.Юпинов

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

В течение последних нескольких лет 1,5-метровый циклотрон Института атомной энергии был полностью реконструирован; модернизации подверглись практически все системы: магнитная структура, ускоряющая в.ч. система, источник ионов, системы диагностики, вывода и транспортировки ионов, системы электропитания и управления, вакуумная и т.д. Доклад будет посвящен вопросам модернизации ряда систем, осуществленной с целью существенного улучшения параметров пучков на мишенях.

Реконструкция циклотрона в изохронный

Для увеличения максимальной энергии и типов ускоренных ионов, возможности регулирования их в широком диапазоне и для улучшения качества пучков циклотрон ИАЭ был реконструирован в изохронный с пространственной вариацией магнитного поля. Было проведено моделирование магнитной структуры [1] с тщательным расчетом динамики пучка, в результате чего была выбрана трехсекторная магнитная структура с 8 парами концентрических и 9 парами гармонических обмоток, питаемых от стабилизированных тиристорных преобразователей с током до 1000А и точностью стабилизации 10^{-4} . Выбранная форма секторов с максимальной спиральностью 55° и с широкими фасками дает слабые эффекты насыщения в диапазоне средних индукций 0,7 - 1,8Т при зазоре между секторами 20 см, а между долинами 34 см. На рис. 1 показаны крышка с секторами и плакировочный медный диск с корректирующими обмотками. Магнитные измерения на циклотроне были проведены в кратчайшие сроки с помощью автоматизированной системы, непосредственно связанной с ЭВМ [2].

Фокусировка пучка в центральной области циклотрона полностью обеспечивается электрическим в.ч. полем между целевыми диафрагмами, расположенными на дуантах до радиуса 20 см и определяющими также форму начальных орбит.

Особое внимание уделялось обеспечению высокой степени изохронности магнитного поля. Для этого была разработана [3] система бесконтактной диагностики временных характеристик (фазы и формы) микросгустков ионов, включающая в себя 9 емкостных сигнальных электродов, расположенных на разных радиусах (от 21 до 64 см) внутри одного из дуантов (рис.2). Стробоскопическое преобразование сигналов производится непосредственно около сигнальных электродов, из дуанта выводятся преобразованные низкочастотные сигналы, представляемые одновременно на трубке осциллографа. Измеренное таким образом отклонение от изохронности на всех радиусах не превышало 2% периода высокой частоты (2 нс), за исключением выпускного радиуса, где магнитное поле спадает для облегчения вывода пучка.

Максимальная частота резонансного контура циклотрона увеличена с 13,5 до 20 МГц путем увеличения диаметра дуантных штоков в месте крепления дуантов. Весь диапазон рабочих частот составил 6,5 - 20 МГц. Стабильность амплитуды ускоряющего напряжения была получена равной 0,5%.

Система вывода и транспортировки пучка

Вывод пучка осуществляется с радиуса 66,2 см с помощью электростатического дефлектора, состоящего из плоского (60°) и гиперболического (30°) участков с максимальным потенциалом 70 кВ и апертурой на входе 0,7 см. Для коррекции угла входа в ионопровод используются два нацеливающих электромагнита. Система вывода позволяет получать эффективность 30%. При наличии в центральной области одной коллимирующей щели радиальной протяженностью 1,0 мм эффективность вывода приближается к 100%, естественно, с существенным снижением интенсивности.

Новая система транспортировки ионов в экспериментальные помещения, включая специально построенный для нейтронных работ большой зал [4], выполнена на основе дублетов, состоящих из разработанных для этого квадрупольных магнитов с апертурой 14 см и градиентом магнитного поля до 10Т/м. Возможны два режима работы системы: бездисперсный и с монохроматизацией до 10^{-3} . Для диагностики пучка в ионопроводах разработаны удобные и надежные системы, включая системы бесконтактного измерения формы и фазы микроимпульсов, а также сцинтилляторы из окиси бериллия, имеющей в 5-6 раз более низкий порог свечения чем кварц и большую термостойкость.

Для однородного облучения протяженных образцов с целью активационного анализа и исследований радиационной стойкости разработана система двухкоординатного сканирования пучка вдоль мишени. Длительность микроимпульсов пучка на мишенях могла быть сведена к 3,0нс, что позволяет эффективно проводить время-пролетные физические работы. Результаты измерений эммитанса пучка на мишени показали, что он составляет 15-25 мрад.мм.

Источник ионов

Циклотрон ИАЭ явился первым циклотроном в мире, в котором были ускорены многозарядные ионы лития [5] и бериллия [6]. С тех пор большую часть времени циклотрон работает в режиме ускорения этих т.н. "полутяжелых" ионов. В связи с этим огромное внимание было уделено источнику ионов, основой которого явился дуговой прямонакальный источник с тиглем для рабочего вещества (металлический литий, соли бериллия), разогреваемым электрической печью и располагаемым рядом с разрядной камерой. Важную роль играет выбор рабочего вещества. Для получения ионов лития взят металлический литий, а для ионов бериллия - безводная соль BeF_2 .

С целью предотвращения перехода в самостоятельный разряд, связанного с разогревом катодов, для источника ионов введено импульсное питание разряда, синхронное с макроимпульсами дуантного в.ч.-напряжения. Импульсная мощность разряда может быть увеличена при этом в Q раз (где Q - скважность), а импульсное значение тока многозарядных ионов вырастет еще сильнее. Конечно, имеется некоторое значение скважности, при котором средняя интенсивность имеет максимум: для циклотрона ИАЭ это $Q \approx 10$.

Электропитание источника ионов осуществляется от тиристорного модулятора с частичным разрядом накопителя [7], позволяющего получать импульсы разрядного напряжения до 1,5 кВ длительностью от 0,2 до 30 мс с импульсным током разряда до 40А. Особенность этой системы - возможность постоянного разряда между мощными импульсами. Использование такого режима работы с "дежурным" разрядом до 0,1 кВт позволяет повышать импульсную мощность в разряде ~ в 1,5 раза без перехода в низковольтный режим; интенсивность пучка многозарядных ионов при этом увеличивается ~ в 3 раза.

Основные результаты

Диапазон регулирования энергии и типов ионов показан на рис.3, где кружками отмечены уже опробованные режимы ускорения и выпуска пучка. Средние токи внешнего пучка некоторых ионов, которые, по нашим сведениям, являются рекордными, приведены ниже:

Ион	${}^6_{\text{Li}}2+$	${}^6_{\text{Li}}3+$	${}^7_{\text{Li}}3+$	${}^9_{\text{Be}}3+$	${}^{12}_{\text{C}}4+$	${}^{14}_{\text{N}}5+$	${}^{16}_{\text{O}}6+$
I, мкА	15	2	2	2	30	13	1

Широкий диапазон энергий ионов всех стабильных изотопов от водорода до неона, включая малые энергии при ускорении на третьей субгармонике дуантного в.ч.-напряжения, высокие интенсивности внешнего пучка многозарядных ионов, особенно таких, как ионы лития и бериллия, пригодность циклотрона для спектрометрии быстрых нейтронов методом времени пролета [8,9], значительно расширили возможности циклотрона ИАЭ для физических экспериментов.

В заключение авторы выражают благодарность всем сотрудникам, принимавшим участие в модернизации циклотрона ИАЭ.

Л и т е р а т у р а

1. Ju.Вазулуков et al. Proc, 7th Int. Conf. on Cyclotrons, p.205, Zürich 1975.
2. Ю.П.Бузулуков и др. Препринт ИАЭ - 2904, Москва 1977 .
3. В.Д.Дворников и др. ПТЭ №2, 41, 1973 .
4. Н.И.Веников и др. ПТЭ №1, 23, 1975 .
5. P.Vasiliev et al. Nucl. Instrum. and Meth. 71, p.201, 1969.
6. Н.И.Веников и др. ПТЭ №3, 24, 1975 .
7. С.Т.Латушкин и др. ПТЭ №3, 27, 1976 .
8. И.Д.Бреславцев и др. ПТЭ №4, 26, 1972 .
9. Н.И.Веников и др. Труды конференции "Нейтронная физика", 4.4, Обнинск, изд. ОНТИ ФЭИ, 233, 1974 .



Рис. 1. Крышка с секторами и лакированный медный диск с корректирующими обмотками.



Рис. 2. Сигнальные электроды со схемой преобразования, располагаемые в дуанте.

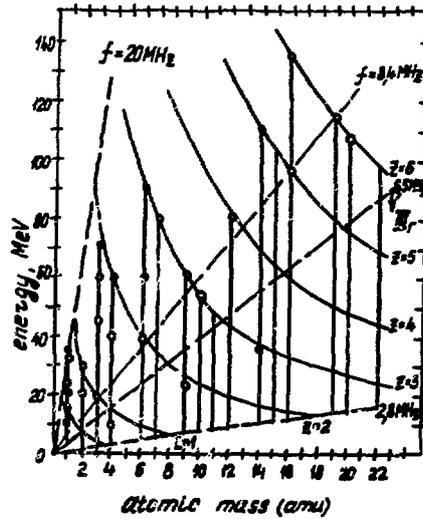


Рис. 3. Энергия ионов в циклотроне ИАЭ: область ниже $f = 6,5$ МГц на 3-й субгармонике ВЧ. Гиперболы - ограничения по максимальной индукции при указанных зарядах ионов. Кружочками показаны режимы, в которых проводились измерения.

AN ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE SOURCE FOR CYCLONE[†]

Y. Jongen, C. Pirart, G. Ryckewaert and J. Steyaert
Laboratoire du Cyclotron
Chemin du Cyclotron, 2
B - 1248 Louvain-la-Neuve (Belgium)

Abstract

An E.C.R. source is under construction at the cyclotron laboratory. Design goals of this heavy ion source includes fully stripped ion up to oxygen, with intensities of several microamperes. Basic parameters of this two stage device are discussed and design characteristics are explained.

1. Introduction

The project of upgrading the heavy ions performance of Cyclone (the isochronous cyclotron of the Catholic University of Louvain-la-Neuve) started six years ago.

At that time, it was found that the best solution was to add to Cyclone a K = 70 injector cyclotron (ref. 1, 2, 3).

However, a long time was required to get the funding and when, in 1977 the funding was obtained, it was not anymore sure that the original technical solution was still the best one.

A new and careful comparison led to the conclusion that the Electron Cyclotron Resonance type of source, as developed by Geller et al. in Grenoble (ref. 4, 5, 6, 7), which had been originally disregarded because of its poor intensity, had made meanwhile substantial progress. As a matter of fact, beam performance of such a device combined with an axial injection system, are comparable to those of the injector cyclotron. The operation is easier, the investment and operation cost are smaller.

It was finally decided, during 1977, to start the construction of such a device.

Table 1 summarizes the design goals of the source.

[†] Work supported by the "Institut Interuniversitaire des Sciences Nucléaires", Brussels, Belgium.

Table 1

E.C.R. source design goals

Conditions : Extr. Volt : 20 kV, Ø ext. 14 mm,

emittance : < 480 (π.mm.mrad)

all intensities in electrical microampères

Carbon		Nitrogen		Oxygen		Neon		Argon	
4 ⁺	45	5 ⁺	45	5 ⁺	50	6 ⁺	50	7 ⁺	45
5 ⁺	12	6 ⁺	10	6 ⁺	25	7 ⁺	25	8 ⁺	45
6 ⁺	4	7 ⁺	2	7 ⁺	5	8 ⁺	6	9 ⁺	30
				8 ⁺	1	9 ⁺	0.5	10 ⁺	15
								11 ⁺	4

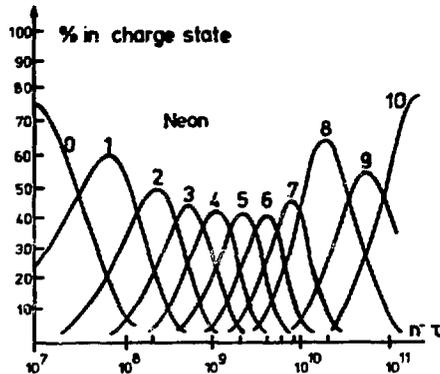
extracted currents from CYCLONE should be approx. 5 % of those values.

2. Principles of operation

The usual way to get high charge states in an ion source is to subject an atom to a flow of energetic electrons, causing successive ionizations.

In order to get the highest ionization cross section for a given charge state, the electron energy should be substantially (3 or 4 times) higher than the ionization threshold of this charge state. This is one of the factors limiting the classical P.I.G. source to quite low charge states.

Ideally, to get very high charge states, the electron energy should lie in the tens of kilovolts region.



- Figure 1 -

For high energy electrons, the ion charge state distribution in a plasma becomes only a function of the product of the electron density (n) times the time of interaction (τ).

Fig. 1 shows the charge state distribution in neon subjected to a flow of 10 kV e^- , as a function of the $n\tau$ product.

It is evident from this figure that a $n\tau$ product of at least 10^{10} is required to reach the highest charge states.

The emittance and the energy spread of any ion source is proportional to the average energy of the positive ions in the plasma. Thus we need a way to heat the electrons of the plasma to energies of tens of kV, keeping the positive ions as cool as possible.

In this source, this selective heating of the electrons is done by feeding radiofrequency power at the Electron Cyclotron Resonance in a magnetic field.

Experiments show that, at the ECR frequency, feeding the microwaves power into the plasma is quite easily done without special electrodes and a zero-reflected-power condition can be found in various geometries. However, a plasma acts as a high-pass filter for microwaves, with a cut-off frequency connected to the electron density by the following relation :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon_0 m}},$$

ω_p is $2 \times \pi$ x the microwaves frequency, n the electron density, e and m respectively the electron charge and mass and ϵ_0 the dielectric constant of vacuum.

This gives a minimum frequency to heat a plasma of a given density and, in turn, the ECR relation defines the corresponding magnetic field at the resonance place.

Plasma confinement is realized by a magnetic mirror configuration. Such a configuration can be easily realized with two solenoids.

However, such a simple geometry develops rapidly different kinds of plasma instabilities and to get the long containment times requested for our application, the superposition of a hexapolar field is necessary. In such a mirror plus hexapole geometry, the absolute value of the magnetic field is always increasing when going from the center of the device toward the outside, whichever direction is considered (it is a so-called "minimum B" geometry).

To get a long ion lifetime in the plasma, it is not only sufficient to reach a long magnetic confinement time. It is also necessary to keep the other losses at a low level.

Losses due to electron recapture may be neglected, the cross-sections for electrons in the tens of kilovolts region being relatively small.

Charge exchange with neutrals, however, has very large cross sections, and to keep the losses down requires a very good vacuum in the source.

To keep those losses at a negligible level the neutral density has to be in the region of 10^{-2} times the electron density, which is a condition difficult to meet in practice.

The unavoidable plasma losses means that a permanent neutral gas generation will occur in the source. This together with the necessity for a high vacuum means that high pumping speeds and high conductances are requested. Such a device needs thus to be large in size.

Finally, initiating a plasma in a high vacuum region is extremely difficult. The easiest vacuum region to ionize a gas is $10^{-2} \dots 10^{-4}$.

It is thus necessary to generate the plasma outside the high vacuum region of the source, in a first stage operating at 10^{-3} . The plasma is then brought to the confinement region by diffusion along a gradient of magnetic field. In the first stage too, ionization is produced by microwave electron acceleration at the ECR (in this stage, any other method could be considered but, here again, ECR has the advantage of being electrodeless and to keep the positive ions as cold as possible).

3. Description of the device

In the original prototype of Geller et al. (ref. 7) the main confinement tank was 1 m long by 35 cm in diameter. The axial and hexapolar fields were realized by classical watercooled copper coils, which led to a power dissipation of 3 MW.

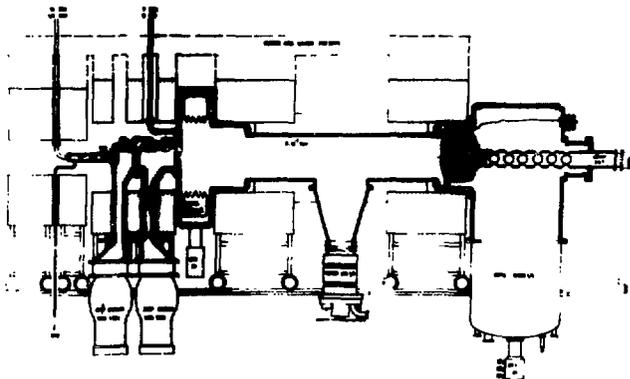
In order to reduce this dissipation, two alternative methods have been considered :

- 1) the use of the supraconductivity : a preliminary design of the system including a cost evaluation, has been made by the C.E.A. in France, as well as by some private companies. The cost (approx. 0.55 M\$) is comparable to the cost of the normally-conducting system but has the advantage of being able, in a further step, to go to twice the original magnetic field. This would allow a 4-fold increase in n the electron density and, probably, a still larger improvement of the $n\tau$ product.
- 2) another way to realize the hexapolar field could be the use of Sm-Co permanent magnets, if we allow some reduction of the performance : diameter reduced to 25 cm, hexapolar field at the tank reduced from 4.6 to 4.3 kG. With this method, the axial field is still realized by normal watercooled coils, but a careful design of the solenoids leads to a power dissipation of only 120 kW. This method is much cheaper, the total cost being almost one half of the superconducting system. To check the validity of this method, a scale model, 25 cm long by 7 cm in diameter is now under construction. Magnetic field mapping will take place end of October 78 and plasma tests will be conducted, in cooperation with Geller et al., at the end of the year.

The final choice between those two solutions has not yet been made. The decision will be taken following the results of the measurements on the permanent magnets model hexapole and the last industry proposals for the superconducting system.

The plasma injector (first stage) magnetic system will in any case be classical, using watercooled copper solenoids. Here again, a total power dissipation of approx. 120 kW is foreseen.

Vacuum pumping of the main tank will be made mainly by large cryogenic pumps, combined with a turbomolecular or a diffusion pump to evacuate the tank and to pump the light gases.



- Figure 2 -

Special care shall be taken during the design to reach the no-operation limit pressure of $2 \cdot 10^{-8}$, giving $2.. 5 \cdot 10^{-7}$ under normal load.

Differential pumping between the 10^{-3} plasma injector and the 10^{-7} high vacuum tank is done by conventional oil diffusion pumps.

Table 2

	Stage 1	Stage 2
	Plasma injector	Main confinement
f_{RF}	14.3 Ghz	7.15 Ghz
$P_{RF}(\text{max})$	1.4 kW	5 kW
B_{reson}	5.20 kG	2.60 kG
n^-	10^{12} cm^{-3}	$2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
$\langle E^- \rangle$	50... 100 eV	10... 40 keV
P^-	10^{-3} Torr	$2 \cdot 10^{-7}$ Torr
$\frac{n^-}{n_0}$	0.03	30
$\langle \tau^+ \rangle (\lambda \langle \tau^- \rangle)$... 10^{-5} sec...	$1... 5 \cdot 10^{-2}$ sec

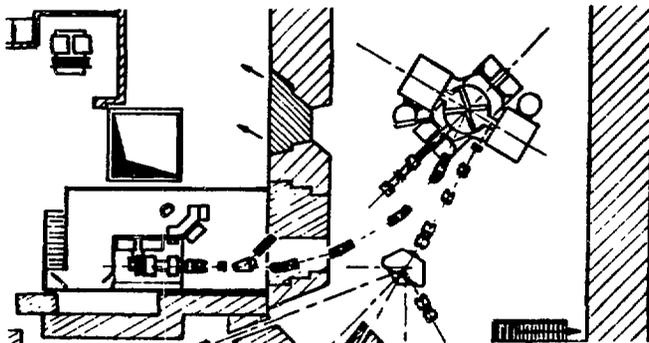
4. Injection into the cyclotron

The ECR source will be placed on a high voltage platform, located outside the cyclotron vault.

Injection voltage will be between 10 and 20 kV depending on cyclotron conditions. An accel.-decel. configuration is foreseen at the extraction of the source to get the best possible matching between source perveance and injection requirements. Maximum extraction voltage will be 40 kV.

The beam will be injected vertically along the axis of the cyclotron, coming from the top, and then deflected into the median plane with a pseudo cylindrical deflector. This axial injection system will be a close copy of the one developed in Grenoble by Belmont et al. (ref. 8).

The horizontal beam line between the source and the top of the cyclotron will be approx. 15 m long. A good vacuum ($1 \cdot 10^{-7}$) together with high aperture low aberration and quasi achromatic optics will be required to keep a good transport efficiency. The optics of this line are under calculation now and fig. 3 shows a possible solution.



- Figure 3 -

References

- (1) Y. Jongen and G. Ryckewaert, IEEE Trans. on Nuclear Science, vol. NS22, n° 3, June 75, pp. 1732-1735
- (2) Y. Jongen and G. Ryckewaert, IEEE Trans. on Nuclear Science, vol. NS23, n° 2, April 76, pp. 987-990
- (3) Y. Jongen and G. Ryckewaert, Proc. of 7th Int. Conf. on Cyclotrons, Zurich 1975, pp. 618-621
- (4) P. Briand, R. Geller, C. Jacquot, B. Jacquot, A. Meiss, C.R. Acad. Sci. (Paris) 280, série B (1975) 711
- (5) R. Geller, IEEE Trans. on Nuclear Science, vol. NS23 n° 2, April 76, pp. 974
- (6) P. Briand, R. Geller, B. Jacquot, C. Jacquot, Nucl. Instr. Methods 131 (1975) 407
- (7) P. Briand, N. Chan-Tung, R. Geller, B. Jacquot, Proc. of 1977 Workshop on EBIS and Related Topics, Darmstad, G.S.I.-P-3-77, pp. 42-53
- (8) J.L. Belmont et al., A.I.P. Conference Proceedings n° 9 (1972) p. 204

ДИНАМИКА СИНХРОТРОННОГО УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ПОСТЕПЕННО
ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ЗАРЯДНОСТЬЮ

И.С.Дмитриев, В.А.Михайлов, Л.Г.Нагаенко, И.А.Шукеево
научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
имени Д.В.Фремова, Ленинград
И.А.Веников
Институт атомной энергии имени И.В.Курчатова, Москва

В работах [1 - 3] обоснована возможность синхротронного ускорения тяжелых ионов, обладающих спектром зарядности, а также возможность ускорения пучка с постепенным увеличением средней зарядности. Ускорение с перезарядкой требует применения специальных магнитных структур; принцип построения и их детальное описание приведены в сообщении [4].

Настоящий доклад содержит конкретную информацию об особенностях ускорения ионов в условиях, когда их средняя зарядность плавно увеличивается. Постепенная обдирка пучка приводит к повышению эффективности взаимодействия ионов с электромагнитным полем, так что в синхротроне с фиксированным $B_m R_0$ (B_m - максимальная индукция поля, R_0 - радиус кривизны) ионы ускоряются до больших энергий. С другой стороны, заданная конечная энергия ионов, подверженных обдирке во время ускорения, достигается в синхротроне меньшего периметра. Ширина магнитной дорожки должна быть примерно вдвое больше, чем в обычном синхротроне.

Спектральный состав зарядностей ионов описывается функциями $Y_q(t)$, удовлетворяющими в начальный момент условию нормировки $\sum_q Y_q(0) = 1$,

q - зарядность ионов. Эти функции являются решениями системы линейных дифференциальных уравнений [5]

$$dY_q(x)/dx + Y_q(x) \sum_{q'} \sigma(q, q') = \sum_{q'} \sigma(q', q) Y_{q'}(x), \quad (1)$$

где $x = nvt$ (n - средняя концентрация газовой обдирочной среды, v - скорость иона), $\sigma(q, q')$ - сечение перехода из состояния q в состояние q' , $\sigma(q', q)$ - сечение обратного перехода, а суммирование ведется по всем зарядовым состояниям, исключая $q' = q$. Общее число уравнений равно числу возможных состояний ионов.

Система (1) была проинтегрирована численно на ЭВМ СДС-6500 в связи с изучением спектров ионов урана. Одновременно вычислялись все основные характеристики процесса синхротронного ускорения. В качестве начального распределения зарядностей принималось гауссовское [6]

$$Y_q(0) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} d} \exp\left[-\frac{(q - \bar{q})^2}{2d^2}\right], \quad d = 2,45 \quad (2)$$

и предполагалось, что средняя зарядность при инжекции $\bar{q} = 40$. Она соответствует зарядовому равновесию пучка с конденсированной средой при энергии $W_i = 1$ МэВ/н. Учитывались только те зарядовые компоненты, которые укладываются на магнитной дорожке ограниченной ширины, "хвосты" распределения отбрасывались.

Технические средства позволяют изменять концентрацию обдирочной среды n за время ускорения в очень широких пределах. Учитывая это, целесообразно начинать обдирку пучка не с момента инжекции, а через некоторое время t_1 ,

когда равновесная зарядность в газовой среде станет выше исходной зарядности пучка. Если далее взаимодействие с обдирочной средой происходит так, что зарядовое состояние пучка остается ниже равновесного в течение всего цикла, то процесс перезарядки сойдет только к обдирке, а присоединения электронов нет, или оно незначительно [5]. В расчетах принималась следующая зависимость $n(t)$:

$$n(t) = n(\tau) \frac{1 - \exp\left[-\frac{1}{t_0}(t-t_1)\right]}{1 - \exp\left[-\frac{1}{t_0}(\tau-t_1)\right]}, \quad (3)$$

где τ - время ускорения, t_0 - константа, определяемая геометрией обдирочной камеры и производительностью средств дифференциальной откачки.

Информация о сечениях перезарядки шлодилась в виде таблиц в массив исходных данных. На рис.1 показаны сечения потери и присоединения одного электрона ионами урана в среде азота в зависимости от энергии ионов. В расчетах учитывались, кроме того, сечения кратной ионизации.

Конкретные результаты относятся к синхротрону с периметром $L = 150$ м, $B_m R_0 = 6,32$ Т.м (что соответствует кинетической энергии ядер урана $w_m = 250$ МэВ/н), время ускорения $\tau = 50$ мс, а $t_0 = 28$ мс. Предполагается, что магнитное поле во время ускорения изменяется линейно.

На рис.2 приведены две кривые $n^{(1,2)}(t)$, вычисленные согласно (3), и соответствующие им средние зарядности пучка $q_0^{(1,2)}(t)$ (обдирочная среда - азот); $t_1 = 4$ мс. На рис.3, наряду с графиком $q_0^{(2)}(t)$, приведен график равновесной зарядности $\bar{q}^{(2)}(t)$. Видно, что во время обдирки $q_0^{(2)}(t) < \bar{q}^{(2)}(t)$. Это как раз и требуется для предотвращения присоединения электронов. Неравенство $q_0^{(1)}(t) < \bar{q}^{(1)}(t)$ также имеет место.

На рис.4 даны графики, характеризующие эффективность ускорения пучка с повышающейся зарядностью. Кривые 1,2 представляют кинетическую энергию ионов урана на нуклон как функцию времени при условии, что средняя зарядность пучка следует зависимостям $q_0^{(1,2)}(t)$ (рис.2). Кривая 3 показывает изменение кинетической энергии пучка при ускорении ионов постоянной зарядности $q_0 = 40$. За счет дополнительной обдирки ионов во время ускорения конечная энергия пучка увеличивается почти в 4 раза. На рис.5 представлены графики равновесного напряжения, с помощью которого обеспечиваются три показанных на рис.4 режима ускорения пучка. Равновесное напряжение при ускорении пучка без повышения зарядности не зависит от времени и равно 14,4 кВ. При ускорении с обдиркой равновесное напряжение должно быть выше в 2,0 + 2,5 раза в момент, когда $q_0^{(1,2)}$ максимально.

Процедура вычислений предусматривала "обрезание" краев зарядовых спектров после каждого шага численного интегрирования системы (I) в соответствии с принятыми размерами магнитной дорожки. Оставшаяся часть спектра принималась в качестве начальных условий при интегрировании на следующем шаге. Таким образом можно было проследить в течение всего цикла ускорения за потерями пучка, происходящими вследствие больших отклонений зарядности от средней. На рис.6 дано в процентах отношение текущей интенсивности к начальной на магнитных дорожках различной ширины для двух режимов обдирки, соответствующих кривым на рис.2. Здесь же воспроизведены графики $q_0^{(1,2)}(t)$.

Следует отметить важную роль своеобразной зарядовой фокусировки пучка, имеющего разброс зарядности. Эффект возникает, когда при взаимодействии со средой зарядность ионов постепенно повышается. Его существование обусловлено неравенством $(\Delta\delta/\Delta q) < 0$ $v = \text{const}$. Средняя скорость изменения зарядности составля-

ет $\langle \dot{q} \rangle = S n v$, где усреднение произведено по ансамблю частиц зарядности q . $\langle \dot{q} \rangle$ довольно сильно зависит от q , главным образом, через посредство $(S)_{v=const} = S(q)$. Как следует из рис.1, у ионов с разбросом зарядности $|\Delta q|/q_0 = 0,1$ сечение потери при одинаковой скорости отличается на величину, по порядку равную самому сечению: $|\Delta S| \approx S(q_0)$. В результате ионы с большей зарядностью обдираются менее интенсивно, чем ионы с меньшей зарядностью, так что происходит довольно сильное сужение зарядового спектра.

Л и т е р а т у р а

1. Шукейло Л.А. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.111, изд-во "Наука", М., 1977.
2. Шукейло Л.А. Труды X Междунар. конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.1, стр.389, Серпухов, 1977.
3. Шукейло Л.А. ПТЭ № 2, стр.27, 1978.
4. Белов В.П., Василюшин Б.В. и др. Сообщение ОЯИ Р9-11650, Дубна, 1978.
5. H.D.Betz., Rev.Mod.Phys., **44**, 465, 1972.
6. N.Angert, K.Blasche et al. Proc.1976 Proton Linear Acceler.Conf., 286, Chalk River, 1976.

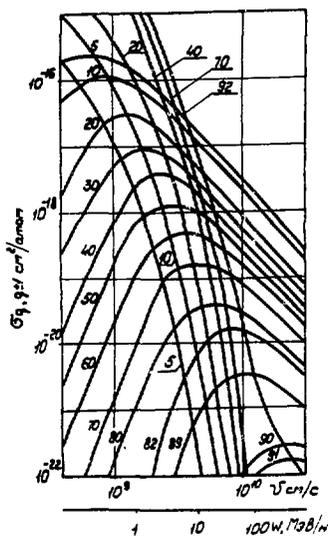


Рис. 1. Сечения присоединения (хруто спадающие кривые) и потери (кривые, имеющие максимум) одного электрона ионами урана в азоте в зависимости от скорости (энергии) ионов. Числа около кривых обозначают зарядность ионов.

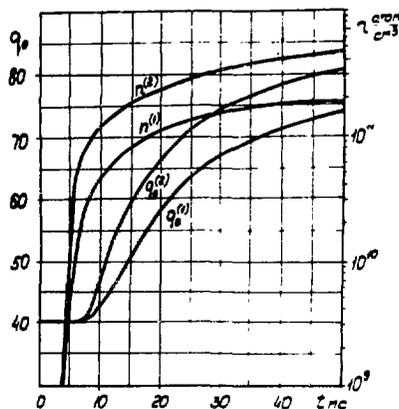


Рис. 2. Зависимость от времени средней по периметру синхротрона концентрации обдирающей среды (азот) $n^{(1,2)}(t)$ и соответствующая средняя зарядность пучка ионов $q_0^{(1,2)}(t)$.

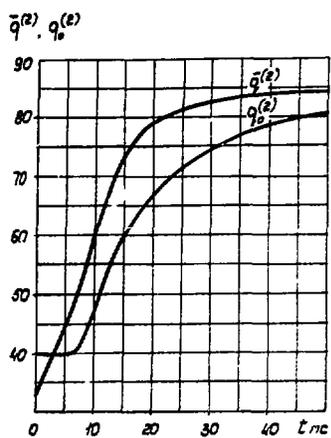


Рис. 3. Равновесная зарядность ионов в азоте как функция времени $\bar{q}^{(2)}(t)$. Средняя зарядность пучка как функция времени $q_0^{(2)}(t)$.

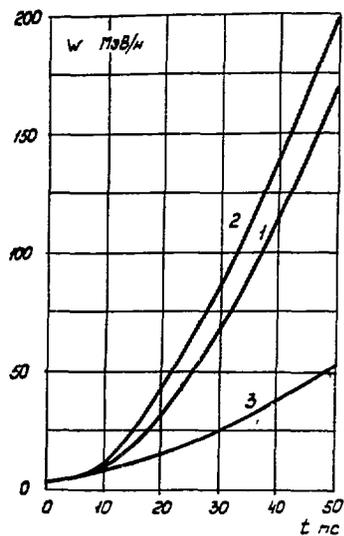


Рис. 4. Зависимость кинетической энергии ионов на нуклон от времени $W(t)$. Кривые 1,2 соответствуют графику изменения средней зарядности $q_0^{(1,2)}(t)$ на рис. 2; кривая 3 характеризует изменение энергии ионов, зарядность которых постоянна: $q_0 = 0$.

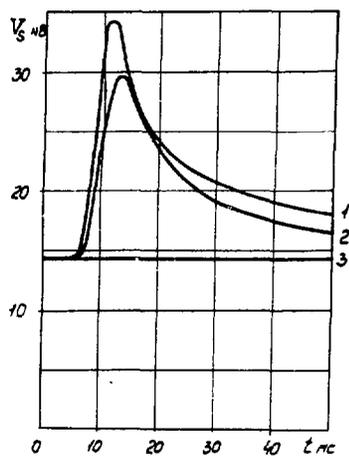
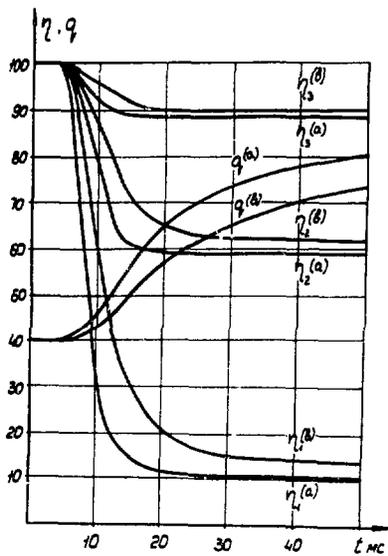


Рис. 5. Равновесное напряжение как функция времени. Нумерация кривых имеет тот же смысл, что и на рис. 4.

Рис. 6. Функция сохранения интенсивности η % в зависимости от времени на магнитных дорожках разной ширины ($|\Delta q|/q_0 = 0,10; 0,15; 0,20$). Зависимость средней зарядности пучка от времени $q_0^{a, b)}(t)$.



BIRTH and NEXT FUTURE of SATURNE II

R. Vienet (in charge of the GERMA** group)
Laboratoire National Saturne, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay

When we obtained 10^{12} protons in 1970 on SATURNE, we observed beam instabilities and consequently the performances of the synchrotron were not so much reliable. However we succeeded to perform slow resonant beam extraction for the first spectrometer which was used for nuclear physics (S.P.E.S. 1).

In 1972, using the new installed computer, we came to the conclusion that many of our problems were due to the crossing of resonant lines because of space charge effects. Moreover, we had to keep a sextupolar component to spread the ν value in order to prevent coherent instabilities. [1]

It was impossible to improve the SATURNE performances without careful correction of the magnetic field.

Furthermore, nuclear physicists working on highly performed spectrometry were asking for more brilliant and intense beam.

In 1973, a project for renewing SATURNE was proposed in which we kept the 20 Mev linac-injector, the building structures and the main power supply.

MAIN THEORETICAL CHOICES -

- 1°) We know that the maximum of particles which can be accelerated without instabilities in a synchrotron ring is :

$$N = \frac{2\nu \delta\nu \beta^2 \gamma^3}{r_0 R} S \quad [2, 3]$$

where :

$\delta\nu$ is the maximum ν shift allowed
 S the beam cross section.

Thus, for a given chamber cross section, we get more intensity when ν increases.

In fact, we should fill up the total chamber cross section with particles (see below).

- 2°) To get a brilliant extracted beam, the internal beam emittance is required to be small, so the injected beam emittance has to be as small as possible, too. Our linac injector can perform the above requirement because its injection energy can be increased during the injection time. So we fill the vacuum chamber cross section in the synchrotron phase space, with a small betatron oscillation in the transverse space. The vertical acceptance being filled up by increasing on purpose vertical betatron oscillations.

- 3°) To keep a large radial beam and also to prevent multipole instabilities the required maximum closed orbit distortion was ± 3 mm long with the minimum multipole defects. We therefore needed the following values :

$$\left\langle \frac{\Delta B \ell}{R \ell} \right\rangle < 4.10^{-6} \quad \left\langle \frac{\Delta G \ell}{G \ell} \right\rangle < 1.5.10^{-3}$$

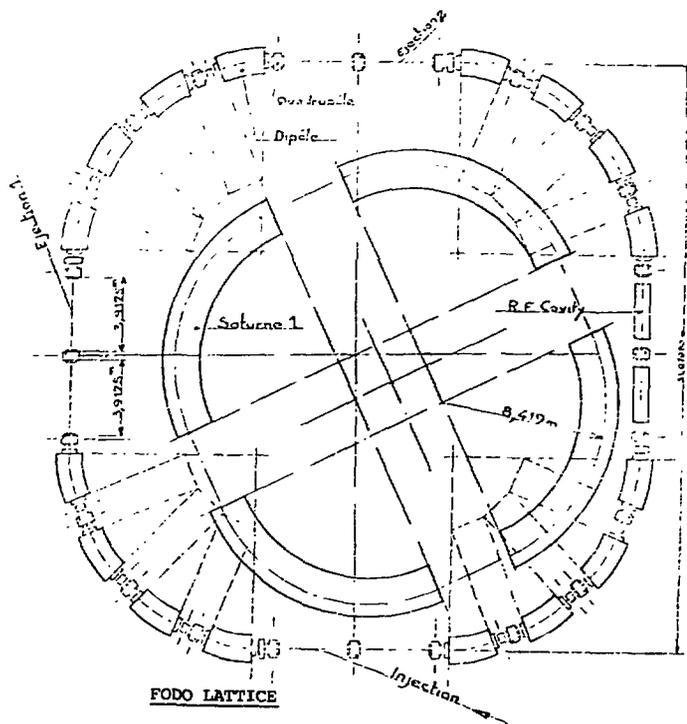
To fulfil these conditions we had to make the following choice : a high field gradient and a separate function synchrotron.

Even in that case the dipole had to be made of window-frame magnets. The magnetic length can be adjusted by very simple shimming at the extremity of the dipole. But the very large aperture and short length quadrupoles required a 3 dimensional shimming.

- 4°) The lattice - (JL. Laclare)

The lattice and the main parameters of the machine are shown on fig. 1.

** "Groupe d'Etude et de Réalisation de la Machine"
Name of every man in charge of main parts is given in the texte



- a) orbit

maximum kinetic energy (protons)	$E_c = 2.7 \text{ GeV}$
physical radius	$R = 16.8 \text{ m}$
4 long straight section, each of length	$L = 10.3 \text{ m}$
maximum quadrupole strength	$(GL)_F = 4.12 \text{ T} \quad (GL)_D = 4.49 \text{ T}$
betatron wave numbers	$\nu_x \approx \nu_z \approx 3.6$
natural wave number dispersion	$k = d\nu/(dp/p) - k_x = -4.8 ; k_z = -4.8$
orbit parameters	$(\beta_x)_M = 17.4 \text{ m} ; (\beta_z)_M = 1.47 \text{ m}$ $(\beta_x)_m = 16.0 \text{ m} ; (\beta_z)_m = 1.78 \text{ m}$
momentum compaction	$\alpha = 0.017$
local momentum compaction	$R_{gM} = 6.77 \text{ m} ; R_{gm} = -4.76 \text{ m}$

- b) injection

energy (protons)	$E_i = 20 \text{ MeV}$
number of turns	$n_i = 200$
number of injected particles	$N_i = 6 \cdot 10^{12}$
space charge displacement at injection	$(\Delta v_{ce})_x = 0.17$

- c) acceleration

peak voltage	$\hat{V}_{RF} = 14 \text{ kV}$
harmonic number	$k_{RF} = 3$
number of accelerated particles	$N_{acc} = 2.5 \cdot 10^{12}$
kinetic transition energy	$E_{c.tr} = 6.36 \text{ GeV}$

- d) extraction (1 GeV)

emittance (total)	$(\epsilon_x)_{ext} = 7 \text{ mrd. mm} ; (\epsilon_z)_{ext} = 25 \text{ mrd. mm}$
energy dispersion (total)	$(\Delta p/p)_{ext} \approx \pm 2.5 \cdot 10^{-4}$

Fig. 1 - The new ring and the old one - The main parameters

The ν value is limited by the size of the machine, $\nu \sim 3.5$ and the transition energy is above the maximum energy of the accelerator. The magnet arrangement is symmetrical. Four long straight sections are obtained by removing 2 dipoles for each section.

- 5°) In this ring we can provide room for precise pick up electrodes, dipole and multipole correction-magnets which are used at low field. For this purpose we designed special lenses in our Laboratory (A. Nakach).

- 6°) A particular device called the "gephytron", was built in order to accelerate particles during the extraction process, without giving any beam structure : this device is located in the ring.

MAIN CHARACTERISTICS of the REALIZATION -

- 1°) To make the magnets alignment on our unlevelled ground (see fig. 2) easier we decided to put every set of one dipole and one quadrupole on a three-leg-bracket.

- 2°) This bracket is very useful for building a dipole made of separated blocks. Every block was small enough to be made with glued lamination and machined at the required shape.

- 3°) The mechanical tolerances on magnets fabrication were good enough to need only dipole shimming and an almost symmetrical three dimensional quadrupole shimming.

- 4°) The vacuum chamber is made by using high vacuum technology. So we can get the required pressure to accelerate the protons (2.10^{-7} torr) with low pumping speed. Later on by increasing the number of vacuum pumps we will obtain 2.10^{-8} torr for heavy ions acceleration (Cl. Henriot).

- 5°) The 20 MeV injection beam transport is complicated because of the SATURNE building configuration (see fig. 2).

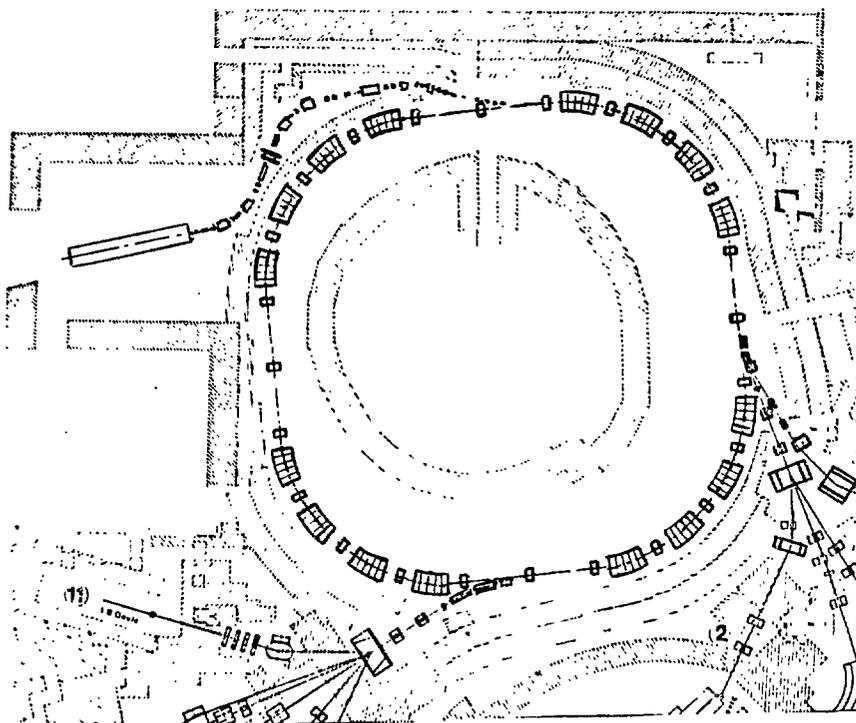


Fig. 2 - Saturne building, we can see the SATURNE I old foundations

We decided to divide this transport line into three similar achromatic sections. The fourth one was added so that the transport line and the acceptance of the machine would be transversally fitted in order to deal with different v_x values. The electrostatic inflector is the last part of the 4th section. The focusing was computed by using a space-charge transport program [4], which also takes into account the longitudinal space-charge effects (M. Olivier).

- 6°) Voltage instabilities occurred with the SATURNE I inflector because the 2.5 cm gap voltage was 100 kV. For SATURNE II, it has been lowered to 70 kV with the same gap.

- 7°) To adjust the v values, the quadrupoles which are connected in series with the dipoles are also connected at a floating voltage auxiliary power supply, so that we can test different zone in the stability diagram (see fig. 3).

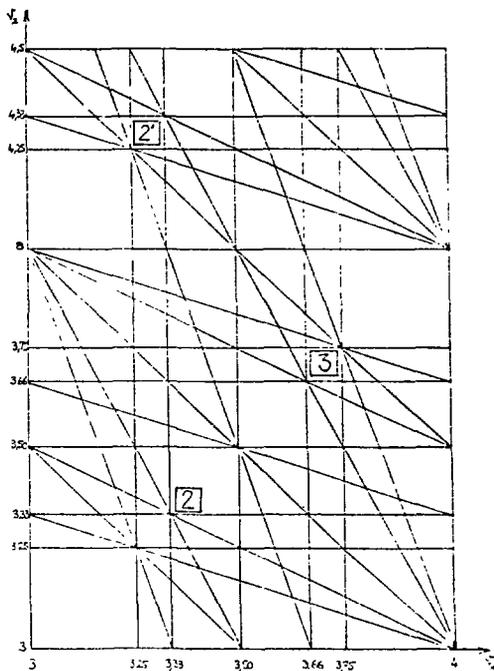


Fig. 3

Stability diagram. We will adjust v around area # [3] and later on we will test [2] and [2'] regions

- 8°) The straight sections are long enough to include all extraction magnets. Thus the beam is extracted from the ring as soon as it enters the septum-magnet. As theory shows, we can make a good choice of the $\Delta v / \frac{\Delta p}{p}$ to get very small external emittance beam [5]. The extraction magnets are not required to be mobile like it was on SATURNE I. Nevertheless, we will be able to extract a beam simultaneously in both straight sections. Sophisticated beam controls are installed close to the machine (secondary emission electron chamber), in order to adjust the external beam without information coming from the physics experiments (J. Faure).

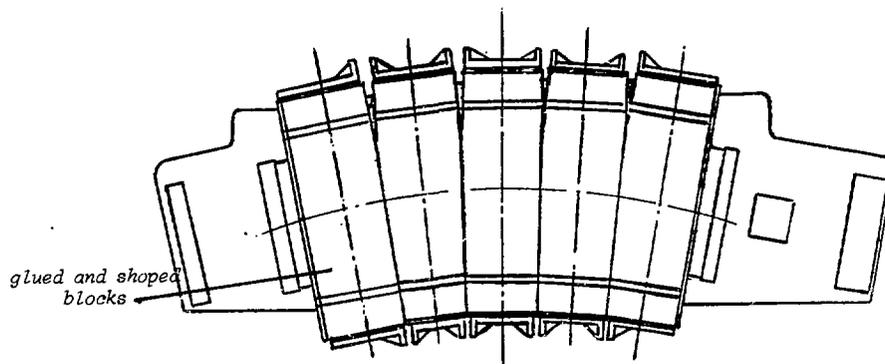
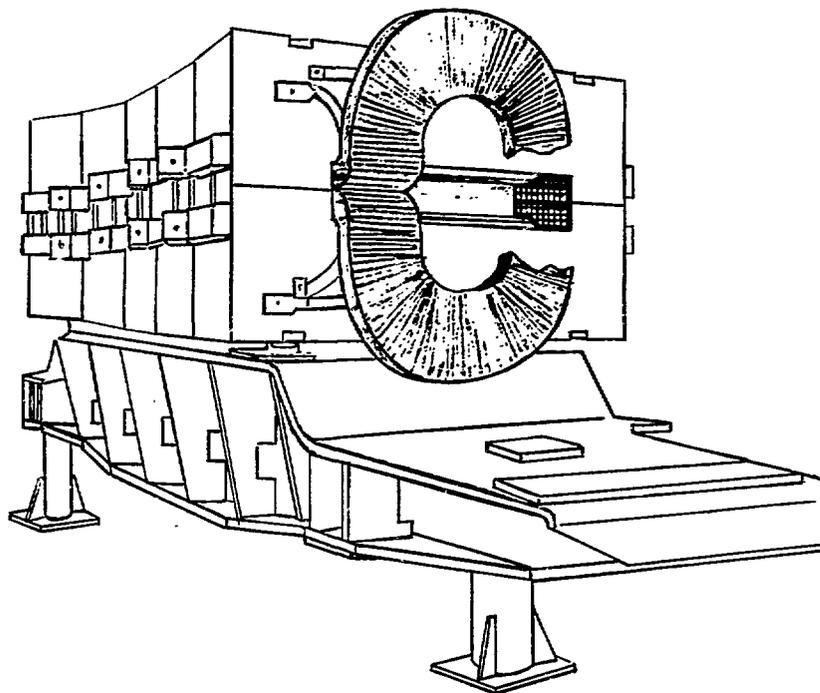
THE CONSTRUCTION of the SATURNE II MAIN PARTS -

In fact we have taken benefit of many technological developments of several large accelerator laboratories.

For instance, high intensity power supplies were ordered at a Dutch Company that was often in contact with C.E.R.N. specialists.

These power supplies include 2 parallel servo-loops; the slow one drives thyristor gates and the second one is a transformer active filter. With the help of our specialists these power supplies provided the required performances: current 5500 Amp., regulation $\frac{\Delta I}{I} < 10^{-4}$ (J. Tilmont).

But dipoles were constructed with an original technics, since steel lamination had to be glued in a block and then machined. Five blocks will form a dipole very close to the ideal geometry (see fig. 4) (JP. Penicaud).



magnetic induction	$0.1 < B_0 < 1.96$ Tesla	rising of the field (max) $\frac{dB}{dt} = 4.2Ts^{-1}$
usefull area (horizontal)	± 0.08 m	dipolar tolerance $\langle \frac{\Delta B}{B} \rangle = 4.10^{-4}$
usefull area (vertical)	± 0.06 m	
gap width	$h = 0.140$ m	hexapolar tolerance (at 8 cm) :
iron length	$L_i = 2.471$ m	
magnetic length	$L_m = 2.489$ m	$\langle \frac{\Delta B}{B} \rangle = 10^{-4}$
magnetic radius	$R_m = 6.3381$ m	
maximum current	$I = 4500$ A	

Fig. 4 - Curved dipole

That was not so easy but energy technological problem was solved in collaboration between our Laboratory specialists and RADE KONCAR Company (Zagreb).

Then, required tolerances were obtained as shown by magnetic measurements on every dipole.

Stacking and welding lamination for quadrupoles are classical but in our case the quadrupoles are made in 4 pieces and the assembling was a little bit difficult. Anyway magnetic measurements have shown good results.

Dipole coils will run at ± 3000 Volts. We preferred to insulate the coils with 2 layers of ROMICA PREG on every turn and 6 layers of ROMICA GLASS between 2 times 2 layers of glass, for ground insulation, instead of using only fiber-glass as N.A.L. and C.E.R.N. did. Up to now, we had no problem.

Making a 26 turns coil was indeed a piece of work !

Septum magnets technics is well known for a big machine. But we need for SATURNE a large vertical aperture. We studied and realized 2 septum magnets of 35 mm aperture :

AE 11		AE 12	
septum	2 mm x 35 mm	septum	2 turns 5 mm x 17.5 mm
current	6000 Amps	current	6000 Amps
field	0.1 T	field	0.2 T

septum electrodynamic deformation < 0.2 mm

The secondary emission detectors are constructed with very thin nickel sheet and can be left in the external beam. So dynamic control of the extraction can be made during physics experiments. Detected signals are digitalized and sent to the central computer.

RF cavities - (C. Fougeron)

Two 15 kV peak to peak RF cavities were constructed with 8 C 17 ferrites.**

The power lost in the ferrite is dissipated by water cooled copper disks 450 x 8 Ampère-turns coil provides the required polarization. Tuned frequency of the cavity can be adjusted from .8 to 8.2 MHz. The accelerator gap is made with welded electrodes on an alumina ring.

RF power is supplied by 2 TH 120 hypervapotron tubes driven by wide range transistor amplifiers.

20 MeV beam transport line -

Many viewing boxes and an energy control system have been planned in order to save time during machine tuning and starting.

In fact very few controls were ready in July, (see below) so we were far from the maximum performances.

The whole control system shall be installed by the end of this year : cavity-phase-measuring, energy, emittance controls connected with the central computer.

The beam transport system can provide at the ring entrance a 40 mm high and 5 mm wide beam.

The actual inflector septum is .5 mm thick. With a smaller thickness : .2mm, we should increase the injection efficiency by 20 %.

We will just mention other equipments :

- new active filter on the main power supply,
- new cooling system,
- "Gephyrotron" : length 2 m, 10 tons of ferrosilicium steel.

** Philips' supply

Computer Controls -

10 CAMAC crates for the machine and 5 for the linac are connected through a controller to the central computers (2 MITRA 125).

Every crate includes interfaces for display-terminals and memories circuits for input and output parameters.

To allow some simple local controls without going through the central computer, the linac has a JCAM 10 microprocessor which was developed at SACLAY. A quicker one (TEXAS INST : TMS 9900) for 20 MeV beam is going to be used.

The same T.I. microprocessor will be inserted in a numerical servo-loop to adjust extraction v value and beam energy in order to lessen the residual extracted beam structure.

STARTING of the MACHINE -

Linac and main power supply, after many technological improvements, were put back into operation without important difficulties. Reaching a low pressure in the vacuum chamber was very easy, too, because we took great care in the choice of the material (JM.Lefebvre)

After adjusting parameters at the theoretical values, we got directly 10, then 13 mA of protons at the inflector entrance.

As soon as we put the chopper on we were able to adjust injection angle, injection time and v value. Then we got easily the required life time signal on the scope.

The choper being switched off we have measured 3.10^{12} injected particles. In the same evening, after more tuning, we got 2.10^{11} particles at 1 GeV.

10 hours were used for tuning the beam transport and 5 hours for the machine injection and acceleration process.

TYPICAL RESULTS -

beam linac	13 mA
beam transport line transparency	100 %
life time injection beam	220 μ sec
for	300 μ sec (theory)
efficiency on one injected time	30 %
efficiency of the total injection	15 %
v value	3.7
other parameters - according theory	

The closed orbit was not measured but the above results have shown very small defects.

STATUS of the ACCELERATOR -

At present, just a few parameters are remotely controlled. To meet with the expected starting day, we have done the tuning procedure by hand, but now we are putting our efforts automatising all the important parameters. So we will go through the following studies :

- 1°) injection studies, emittance tuning, minimization of energy spread and coupling of these operations (PA. Chamouard),
- 2°) fast tuning and constant control of the closed orbit with measurement of the v values (A. Nakach),
- 3°) systematic studies of the resonant lines in the neighbourhood of the operating point at injection and ejection,
- 4°) study of space charge effects and coherent oscillations.

Then, according to the results we will define which parameters are the most relevant, to be computer surveyed. Later on, the computer will first replace the operators for long time constant tuning, then we will keep in memory the parameters providing good running conditions. The tuning procedure using the computer should be quicker.

Schedule -

From November to the end of this year :

30 % of the beam will be dedicated to physics experiments

for the 1st trimester 1979 :

study of the stability conditions of the accelerator

60 % of the beam given to physics experiments.

HEAVY IONS and POLARIZED PARTICLES (A. Cabrespine)**

An intense electron beam ion-source has been developed at the Institute of Nuclear Physics [6] . This work is similar to Donetz's research. In 1975, as the results were promising an entire project was accepted (CRVEBIS).

This source will provide either heavy ions or polarized protons or deuterons.

It was at the moment under tests and will be installed on a 400 kV terminal with a low energy beam transport which includes a solenoid to rotate the polarized particle spin from transverse horizontal to transverse vertical direction.

Ions source characteristics -

The electron gun has a 36 mm diameter cathode perforated for polarized atoms injection. It is put outside of the cryogenic solenoid. The axial magnetic field is 3 Teslas along the 1.5 m source structure which has a cryogenic pumping device.

Like the heavy ions, the polarized ions will be accumulated in the source and extracted simultaneously with the main accelerator cycle.

The heavy ions or polarized protons or deuterons beam will be injected at the entrance of the 20 MeV linac as it is shown in fig. 5.

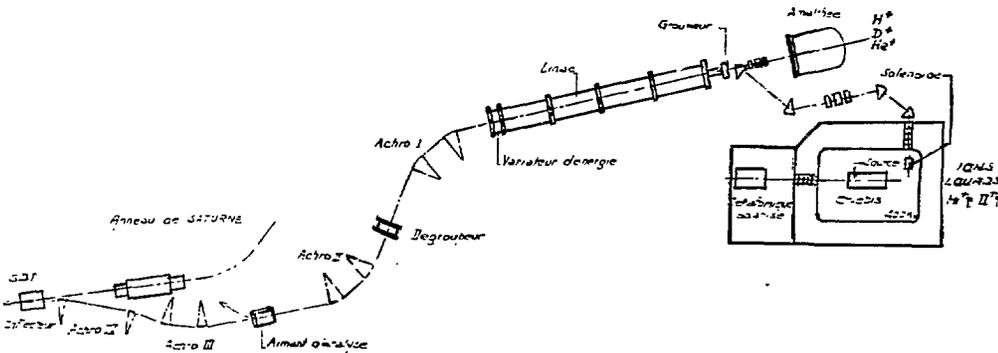


Fig. 5 - SATURNE injection for H^+ , D^+ , He^+ and heavy ions.

Presents results -

electronic density 1000 A/cm^2
electrons acceleration voltage 3.8 kV
accumulation duration 20 msec
 3.10^8 of N^{+1} and 2.10^8 of Ne^{10+} were obtained in june 1978.

** Adjoint au Chef du Groupe GERMA
Chef de Service à l'Institut de Physique Nucléaire d'ORSAY

Future -

The source will be installed in the terminal in December 78 and Cryebis will run for tests until April 1979. Then it will be installed in the SATURNE -building in June 79 and we plan to get heavy ions acceleration by the end of 1979.

Some considerations show that CRYEBIS will be able to run at a higher repetition rate. Then, it will be possible to use a storage ring at low energy and to inject the particles directly into the synchrotron. (this project is called MIMAS)**

REFERENCES.

- [1] J. Faure et al. Instability detected in SATURNE, Proceedings of the 9th Internat. Conference of High Energy Accelerator, p. 424
- [2] H. Bruck, Accelerator circular of particles, p. 274
- [3] H. Bruck, J.L. Laclare, G. Leleux, Proposal of a renovated proton facility at Saclay, p. 615
- [4] F.J. Sacherer and T.R. Sherwood (C.E.R.N.), The effect of space charge in beam transport lines, Proceedings of 1971 National Particle Accelerators,
- [5] Expected energy spread in the extracted beam of SATURNE II, Proceedings of the 9th International Conference of High Energy Acceler. p. 471,
- [6] M. Arianer et al. Proceedings Gatlinburg Conference , 1975, I.E.E.E. Trans. on Nucl. Sc. NS, 23, 2, 979.

** " Machine à Intensité Maximum par Accélération et Stockage"
(1st SATURNE's satellite)

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОВАКУУМНЫХ СИСТЕМ ТЯЖЕЛОИОННЫХ
СИНХРОТРОНОВ

И.С.Дмитриев, Л.Г.Саксаганский, И.А.Щукейло

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
имени Д.В.Ефремова, Ленинград

Н.И.Веников, В.Е.Ярош

Институт атомной энергии имени И.В.Курчатова, Москва

Один из серьезных технических аспектов создания синхротронных ускорителей и накопителей тяжелых ионов состоит в обеспечении вакуумных условий, исключающих заметные потери ускоряемых частиц из-за перезарядки в результате неупругих взаимодействий с атомами остаточного газа [1, 2]. Поскольку сечения перезарядки, в особенности на начальном этапе ускорения, весьма велики (рис.1), для исключения потерь в вакуумной камере необходимо поддерживать экстремально высокий вакуум - порядка $10^{-9} - 10^{-10}$ Тор.

Потери ускоряемых ионов при синхротронном ускорении пучка в режиме постоянной зарядности происходят как при уменьшении, так и при увеличении их заряда по сравнению с зарядом инжектируемых частиц в результате перезарядки. Поэтому при количественной оценке требуемого давления в камере в зависимости от параметров пучка, режима работы ускорителя и принятого уровня потерь вследствие неупругих взаимодействий необходимо учитывать полное сечение перезарядки $\sigma_{tot}(W) = \sigma_{g'}(W) + \sigma_{g''}(W)$, где $\sigma_{g'}(W), \sigma_{g''}(W)$ - сечения захвата и потери электронов, соответственно. На начальном этапе ускорения в обычных условиях инжекции (энергия 1-10 МэВ/нуклон) $\sigma_{g'} > \sigma_{g''}$, а далее на протяжении всего цикла $\sigma_{g''} < \sigma_{g'}$.

Ослабление интенсивности ускоряемого пучка

$$N(s)/N_0 = \exp(-\alpha) \quad (1)$$

$$\alpha = \sum_i n_i \int_0^S \sigma_{tot,i}(x) dx = \sum_i n_i \int_{W_1}^{W_2} \sigma_{tot,i}(W) g \frac{dx}{dW} dW, \quad (2)$$

где $N(s)/N_0$ - соответственно текущее и начальное значения интенсивности пучка, S - путь, пройденный ионами, n_i - атомная концентрация i -той компоненты остаточного газа, W_1 и W_2 - начальная и конечная кинетические энергии иона, МэВ/нуклон.

Рассмотрим два типовых режима работы с пучком - ускорение ионов (ведущее магнитное поле $B = v\alpha r$) и их накопление при постоянной энергии ($B = const$, $v = const$).

В первом случае, полагая $\dot{B} = const$, импульс иона $p \sim B$,

$$\dot{p} = const = \frac{P_2 - P_1}{\tau}, \quad (3)$$

где P_1, P_2 - начальный и конечный импульсы иона в расчете на один нуклон, МэВ·с/см; τ - время ускорения, с.

Усредняя по азимуту в пределах одного оборота, градиент кинетической энергии ионов dW/dx можно представить в виде

$$\frac{dW}{dx} = \frac{q_e V_s}{A L_0} = \dot{\rho}, \quad (4)$$

где e - заряд электрона; V_s - равновесное ускоряющее напряжение, МВ;
 A - атомная масса ускоряемого иона; L_0 - длина равновесной орбиты, см.
 Учитывая теперь известные соотношения

$$\rho_2 = \frac{E_0}{c} \left[2 \frac{W_2}{E_0} - \left(\frac{W_1 W_2}{E_0^2} \right)^{2-\frac{1}{2}} \right], \quad \tau_1 = \frac{9.66 \cdot 10^{-10} \mu_1 \rho_1}{T},$$

где E_0 - энергия покоя нуклона; μ_1, ρ_1, T - количество атомов в молекуле, давление (Тор) и абсолютная температура остаточного газа, из (2) - (4) найдем окончательно

$$\frac{\rho_1 \tau_1}{\alpha_1} = 1.04 \cdot 10^{-19} \frac{T}{\mu_1} \frac{\rho_2 - \rho_1}{\Psi(W_1, W_2, q)}, \quad (5)$$

где функция

$$\Psi(W_1, W_2, q) = \int_{W_1}^{W_2} \sigma_{tot}(W, q) dW \quad (6)$$

определяется численным интегрированием зависимостей вида рис.1. Графическая интерпретация зависимости (5) представлена на рис.2; при построении графиков принято $W_2 = 300$ МэВ/нуклон.

Во втором случае (режим накопления ионов продолжительностью τ) входящий в ф-лу (2) интеграл

$$\int_0^s \sigma_{tot}(x, q) dx = \int_0^s \sigma_{tot}(W, q) v dt = \sigma_{tot}(W, q) v \tau, \quad \text{так что}$$

$$\frac{\rho_1 \tau}{\alpha_1} = 1.04 \cdot 10^{-19} \frac{T}{\mu_1} \frac{1}{\sigma_{tot}(W, q) v}. \quad (7)$$

В частности, при малых энергиях (накопление при инжекции)

$$W \ll 1, v \approx c \frac{2W^{1/2}}{E_0}, \text{ см/с}$$

$$\frac{\rho_1 \tau}{\alpha_1} = 7.2 \cdot 10^{-29} \frac{T}{\mu_1} \frac{1}{\sigma_{tot}(W, q) W^{1/2}}. \quad (8)$$

В сильнорелятивистской области $v = c$ и

$$\frac{P_i \tau}{\alpha_i} = 3,3 \cdot 10^{-30} \frac{T}{N_i} \frac{1}{G_{tot} \cdot c} \quad (9)$$

Последняя формула справедлива также при определении предельно допустимого давления в ускорительном режиме в сильнорелятивистской области, когда сечение перезарядки практически не зависит от энергии.

Ф-лы (5, 7-9) дают простую и удобную для практического использования связь между параметрами пучка, режимом ускорения, парциальным давлением i -той компоненты остаточного газа и декрементом ослабления пучка из-за перезарядки на этой компоненте. При заданном α , в частности, они позволяют найти предельно допустимые парциальные давления всех компонент остаточного газа $P_{i,co}^{gon}$.

К примеру, при ускорении ионов $U = 30 \text{ МэВ}$ $P_{N_2CO}^{gon} < 10^{-9} \text{ Тор}$ ($W_i = 3 \text{ МэВ/нуклон}$; $\tau = 0,1 \text{ с}$; $\alpha = 0,1$; остаточный газ - N_2), а при накоплении тех же ионов при энергии инжекции в течение 1 с $P_{N_2CO}^{gon} < 5 \cdot 10^{-11} \text{ Тор}$.

В свою очередь, зная $P_{i,co}^{gon}$, можно обосновать выбор предельного остаточного давления P_{on} , скорости действия S_{on} , м/с, и шага 2ℓ , см, используемых средств сверхвысоковакуумной откачки в соответствии с уравнением

$$P_{i,co}^{gon} \approx P_{i,co} = \left\{ 3 \cdot 10^{-20} \gamma' \frac{N_0}{L_0} \left[\exp(\alpha_i) - 1 \right] \ell + (q_{\tau} + q_{\mu}) \pi \ell^2 \right\} \cdot \left[\frac{1}{S_{on}} + \frac{0,33}{G_e} + 10^{-3} \gamma G_{tot}^{max} N_0 \mu \ell \left(\frac{0,75}{G_e S_{on}} + \frac{0,83}{S_{on}^2} + \frac{0,23}{G_e^2} \right) \right], \quad (10)$$

где γ' - коэффициент, учитывающий поток газа со стенок вследствие непосредственного взаимодействия с поверхностью камеры термических ионов ускоряемого пучка; γ - коэффициент ионно-стимулированного газовыделения со стенок под действием ионов остаточного газа; q_{τ} , q_{μ} - удельная скорость теплового газовыделения и натекания в камеру извне вследствие микротечей и диффузионной проницаемости, л.Тор/с.см²; μ, f - периметр и характеристический размер поперечного сечения камеры; $G_e = \frac{\beta f^3}{\ell} \sqrt{\frac{T}{M}}$ - проводимость участка камеры длиной ℓ ; β - коэффициент, определяемый формой поперечного сечения камеры.

В синхротронных ускорителях на малые токи основной компонентой остаточного газа в камере после ее обезгаживания является водород. В ускорителях на большие токи и, в особенности, накопителях масс-спектр включает также компоненты с атомным номером 6 и 8, для которых сечение перезарядки G_{tot} , как видно из рис.1, значительно больше, чем для водорода. Для уменьшения доли этих компонент необходима обработка поверхности в плазме тлеющего разряда, дополняющая специализированную вакуумно-технологическую подготовку камеры до сборки. Необходимую в связи с экстремально высокими требованиями к рабочему вакууму. Этими же требованиями диктуется малый шаг установки сверх-

высоковакуумных насосов ($l \approx 1,5$ м; $S_{\text{ом}} \approx 10^3$ л/с; $\Phi_{\text{ом}} \approx 10^{-10}$ Тор), выбранных для синхротрона УЖИИ, схема вакуумной системы которого представлена на рис.3.

При синхротронном ускорении тяжелых ионов с меняющейся зарядностью [3] среднее давление остаточного газа в камере должно меняться по некоторому закону, определяемому режимом ускорения. Необходимые вакуумные параметры в этом режиме обеспечиваются дифференциальной системой откачки камеры газовой перезарядной мишени и программированным напуском газа в эту камеру [2]. Работа вакуумной системы в этом случае иллюстрируется графиками на рис.4, на которых показаны кинетические кривые для молекулярной концентрации в камере перезарядной мишени (n), средней молекулярной концентрации по тракту пучка (\bar{n}) и заряда ускоряемых ионов (q) при $\tau = 50$ мс для двух значений потока напускаемого газа.

Л и т е р а т у р а

1. Дмитриев И.С., Каминский А.К., Николаев В.С. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, октябрь 1976г.), том I, стр.116, М., Наука, 1978.
2. Saksagansky G.L., Shukeilo I.A., Dmitriev I.S. Proc.7-th Intern.Vac.Congr. and 3-rd Intern.Conf.Solid Surfaces Vienna (October, 1977), v.III, A-2673, 1977.
3. Шукейло И.А. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, октябрь 1976г.), том I, стр. III, М., Наука, 1978.

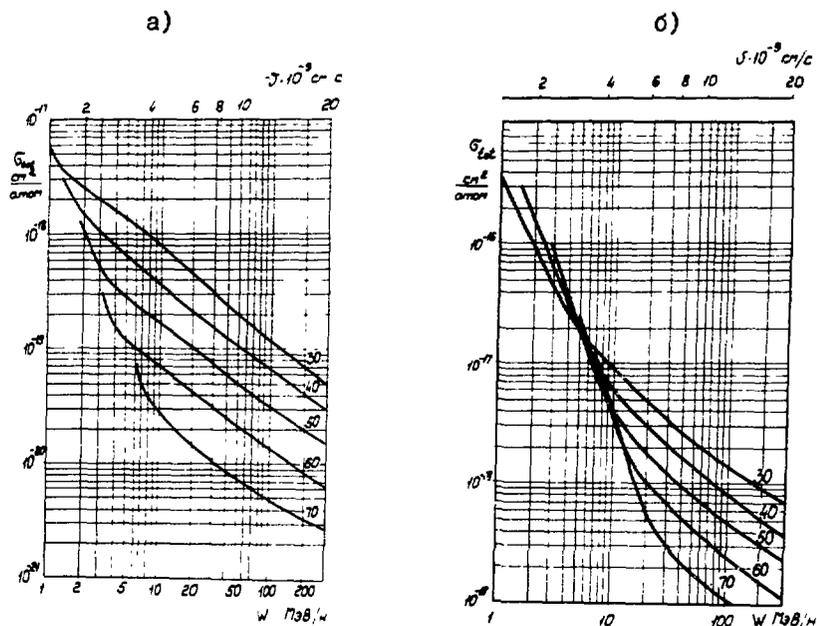


Рис. 1. Полные сечения перезарядки ионов урана в водороде (а) и азоте (б) в зависимости от энергии; числа около кривых обозначают зарядность ионов.

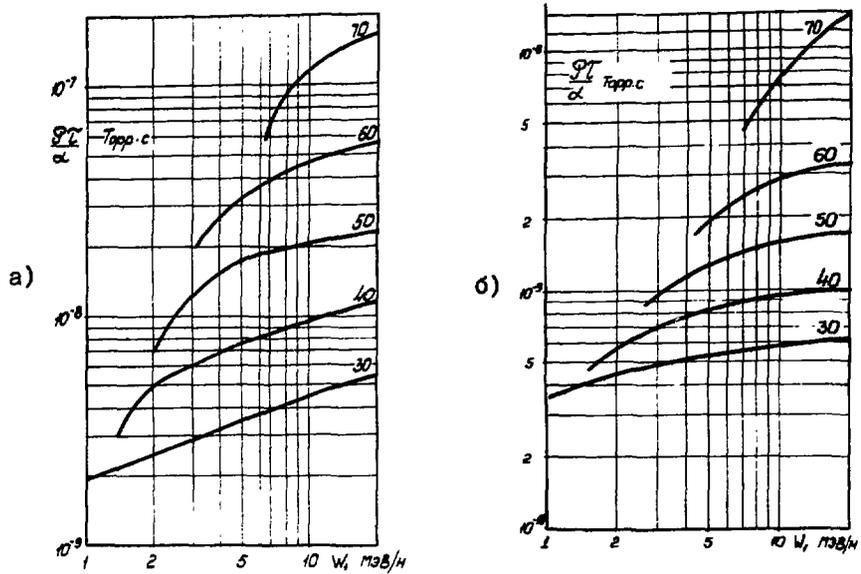


Рис. 2. Зависимость (5) при ускорении ионов урана различной зарядности в среде водорода (а) и азота (б).

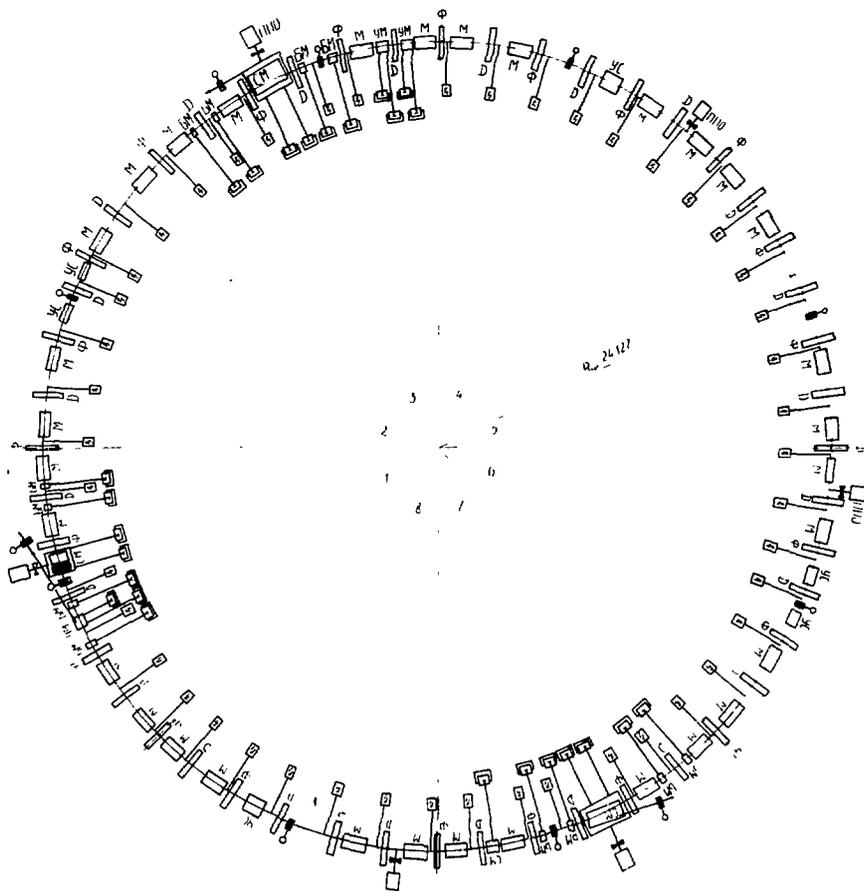


Рис. 3. Принципиальная схема вакуумной системы УКТИ.

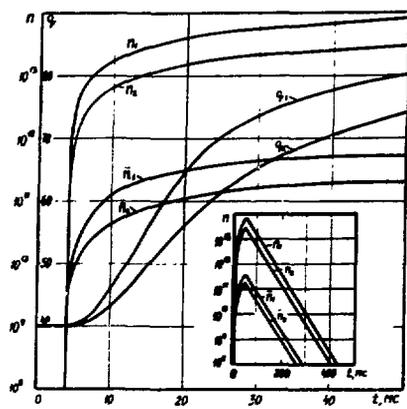


Рис. 4. Кинетические зависимости атомной концентрации нейтрального газа и равновесного заряда ускоряемых ионов урана.

К ВОПРОСУ ОБ ИМПУЛЬСНОМ ПИТАНИИ КОЛЬЦЕВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ УСКОРИТЕЛЕЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

О.А. Гусев, А.П. Лебедев, В.Д. Федоров

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

Семейство протонных синхротронов в мире в настоящее время весьма разнообразно. В таблице I приведены обобщенные электрические параметры кольцевых электромагнитов некоторых из них, а также варианты источников импульсного питания.

Т а б л и ц а
Обобщенные электрические параметры кольцевых электромагнитов протонных синхротронов

Наименование ускорит., Страна	Предельная энергия, ГэВ	Частота циклов, Гц	Индуктивность Сопротив., Г/Ом	Ток площадки, кА	Энергия магнит. поля, МДж	Время переднего фронта, площади, залного фронта, с	Питание КЭМ
У-10 СССР, ИТЭФ /Москва/	11	0,4±0,5	3/2,5 1,1	2,5	~ 8,5	0,7;0,5; 0,7	Электро- маш. агрегат
БУ-70 СССР, ИТЭФ /Серпухов/	76	0,1±0,16	7,2 1,2	5,0	~ 90	3;2,0;3	- " -
УНК СССР, ИТЭФ /Серпухов проект/	3000	1/78	~ 100 -	6,5	~ 2000	20;38;20	Непосред- ственно от сети
PS CERN	28	1	0,95 0,32	6,4	~ 14,5	0,3;0,2; 0,3	Электро- маш. агрегат
PSB CERN	0,8	1	0,185 0,496	2,75	~ 0,7	0,6;0,08; 0,15	Непосред- ственно от сети
SPS CERN	400	~ 0,1			~ 85	2,5;0,7; 1,0	Непосред- ственно от сети
AGS США /Брукхейвен/	33	~ 0,36				0,4	Электро- маш. агрегат
NAI США /Батавия/	500	0,1	5,6 5,83	7,0	~ 140	4;0,5;1	Непосред- ственно от сети
Бустер США /Батавия/	8	15	~ 0,02	1,023	-	-	Непосред- ственно от сети

Импульсный режим работы больших протонных синхротронов, потребляющих в течение ускорительного цикла значительные мощности, вынудил на первых порах запитывать кольцевые электромагниты через игнитронные преобразователи не непосредственно от сети, а через электромашинные агрегаты с маховиком. Обычный состав такого агрегата: природный двигатель – регулятор скольжения – синхронный генератор основной – маховик – синхронный генератор питания цепей импульсно-фазовых устройств сеточного управления игнитронным преобразователем. При достаточной величине энергоемкости маховика сеть "видит" импульсную нагрузку кольцевого электромагнита достаточно сглаженной. Последним из больших ускорителей, где применена подобная схема питания является Серпуховский протонный синхротрон на энергию 76 ГэВ.

Помимо того, что сооружение станций электромашинных агрегатов является дорогостоящим мероприятием, опыт длительной эксплуатации их показал, что импульсный режим работы достаточно тяжел для них. Об этом свидетельствуют аварии с ними в ряде ускорительных центров. Поэтому, естественно стремление разработчиков систем питания кольцевых электромагнитов переложить заботы, связанные с импульсным питанием на снабжающие энергосистемы. Это стало возможным в последнее время в связи с ростом мощности энергосистем. При хорошем распределении импульсной нагрузки между генерирующими электростанциями синхронные генераторы последних имеют незначительные колебания суммарной отдаваемой мощности.

Колебания же напряжения переменного тока остаются существенными и вынуждают потребителей принимать меры к компенсации колебаний реактивной мощности тем или иным способом, с тем, чтобы колебания напряжения сети укладывались в имеющиеся в конкретной стране допуски.

При проектировании импульсного питания ускорителя тяжелых ионов эти вопросы встали с особой остротой, т.к. скорости изменения магнитного поля (тока) по различным соображениям достаточно велики.

Ниже приведены параметры электромагнита и импульса тока:

Максимальный ток	$I_{\text{макс.}} = 3350 \text{ А}$
Активное сопротивление обмотки	$R = 0,45 \text{ Ом}$
Индуктивность обмотки	$L = 0,095 \text{ Г}$
Уровень тока инжекции	$I_{\text{и}} = (0,140, 2) I_{\text{макс.}}$
Время переднего фронта	$t_{\text{п.ф.}} = 0,07 \text{ с}$
Время перехода с инжекции на режим ускорения	$T_{\text{и}} = 5 \pm 10 \text{ мс}$
Длительность площадки вывода	$t_{\text{п.в.}} = 0,12 \text{ с}$
Частота циклов	$f_{\text{ц}} = 1 \pm 3 \text{ Гц}$
Энергия электромагнита	$W_{\text{эм}} = 540 \text{ кДж}$
Энергия, теряемая в активном сопротивлении обмотки за время переднего фронта	$W_{\text{р.п.ф.}} = 120 \text{ кДж}$
Напряжение	$U_{\text{и}} = L di/dt = 4500 \text{ В}$
Напряжение	$U_{\text{р}} = I_{\text{макс.}} R = 1500 \text{ В.}$

Из этих данных видно, что при непосредственном питании от сети установленная мощность оборудования управляемого (например, тиристорного) преобразователя составит около 23-25 МВт со всеми недостатками, сопутствующими глубокому регулированию выходного напряжения углом.

На рис. 1 и 2 приведены схемы импульсного питания подобных электромагнитных нагрузок с использованием предварительно заряженной конденсаторной батареи.

В той и другой схеме управляемый вспомогательный источник рассчитывается на компенсацию лишь активного падения напряжения цепи и поэтому имеет установленную мощность в 3-4 раза меньшую, чем в предыдущем случае: достаточно несложными средствами в них обеспечивается сглаживание пульсаций тока (поля) на верхней площадке. Но в схеме на рис.1 конденсаторная батарея рассчитана на покрытие потерь энергии как магнитного поля так и активных потерь в течение времени переднего фронта. В схеме на рис.2 за счет увеличения мощности вспомогательного источника примерно на 5-10% удается существенно облегчить конденсаторную батарею (дли УСТИ примерно в 2 раза) и тиристорные ключи.

Вспомогательный стабилизированный источник питания включается параллельно с мостовой схемой, в диагональ которой включена накопительная конденсаторная батарея. Схема формирования плавного перехода от инжекции остается, но ее параметры существенно изменяются в сторону облегчения. Вспомогательный стабилизированный источник должен управляться программным источником опорного напряжения (далее - ПИОН). В паузе между импульсами ПИОН задает уставку тока уровня инжекции, который протекает по открытым тиристорным ключам Т3 и Т4, дросселя инжекции и обмоткам электромагнита, стабилизируясь с необходимой точностью. Конденсаторная батарея С1 заряжена до необходимого напряжения, а конденсатор инжекции заряжен до напряжения $U_{ин} R_{с}$. Импульс инжекции переводит ПИОН в режим программного увеличения тока по закону, обеспечивающему максимальный захват частиц в ускорение. При увеличении напряжения вспомогательного стабилизированного источника до максимального значения компаратор этого напряжения вырабатывает импульс поджига тиристорных ключей Т1 и Т5 и переводит ПИОН на уставку тока площадки медленного цикла. Под действием суммы напряжений вспомогательного источника и конденсатора ток в обмотках электромагнита увеличивается. При значении его равном $(0,995 \pm 0,9975)I$ площадки (подбирается при наладке) компаратором тока вырабатывается импульс повторного поджига тиристорного ключа Т4. Так как параметры схемы рассчитаны таким образом, что к этому моменту конденсаторная батарея перезарядается напряжением обратной полярности и величины, достаточной для включения ключа Т1 при токе $I = I$ площадки, то последний гаснет, а ток электромагнита плавно возрастает до стабилизируемого уровня. Окончание площадки определяется синхрои импульсом "стоп", который подается на тиристорный ключ Т2. При этом энергия электромагнита и вспомогательного источника обеспечивает заряд конденсаторной батареи напряжением первоначальной полярности. Когда напряжение на конденсаторе достигает необходимого значения, вырабатывается импульс поджига тиристорного ключа Т3 и перевода ПИОНа в режим выработки уставки тока уровня инжекции. Излишек энергии передается через вспомогательный источник в сеть.

Параметры основных элементов в такой схеме следующие:

- | | |
|---|--------------------------------------|
| 1. Максимальное напряжение конденсатора | $U_{с1 макс} \approx 6600 \text{ В}$ |
| 2. Емкость конденсатора | $C1 макс = 1800 \text{ мкФ}$ |
| 3. Энергоемкость | $W_{с1} = 400 \text{ кДж}$ |
| 4. Емкость конденсатора инжекции | $Cи = 200 \text{ мкФ}$ |
| 5. Индуктивность дросселя инжекции | $Lи = 3 \text{ мГ}$ |
| 6. Максимальное напряжение вспомогательного источника | $U_{помог макс} = 1920 \text{ В}$ |
| 7. Максимальный ток площадки | $I = 3350 \text{ А}$ |
| 8. Максимальная мощность, потребляемая из сети | $P макс = 7 \text{ МВт}$ |

З а к л ю ч е н и е

Преимуществом вышеописанных комбинированных схем импульсного питания является:

1. Малый уровень пульсаций в токе как при нарастании тока, так и на площадке медленного вывода.
2. Существенное снижение амплитуды, потребляемой из сети мощности.
3. Малая величина, потребляемой из сети реактивной мощности.

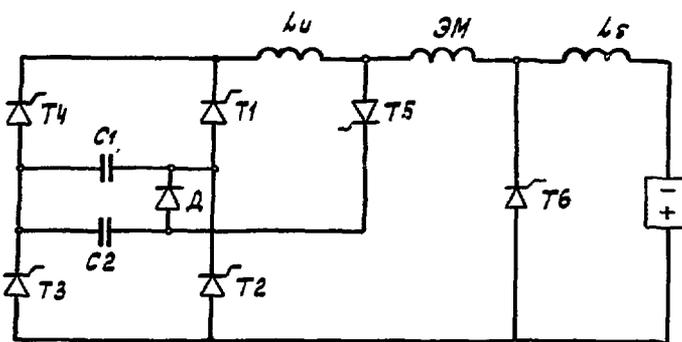


Рис. 1. Принципиальная схема импульсного питания кольцевого электромагнита.

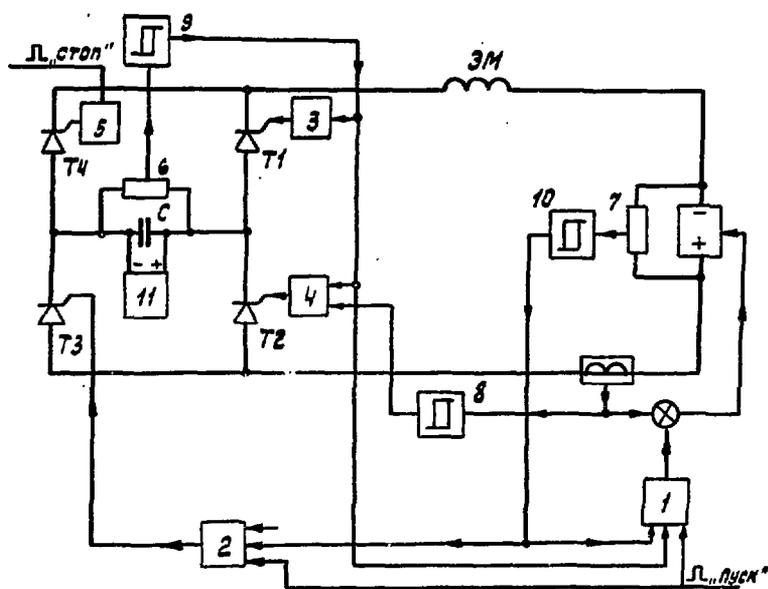


Рис. 2. Структурная схема импульсного питания и управления.

УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В.А.Бомко, А.Ф.Дьяченко, А.В.Пипа, Н.А.Хижняк

Харьковский Физико-технический институт АН УССР

Необходимость создания линейных ускорителей тяжелых ионов, а также разработки семейства малогабаритных линейных ускорителей для прикладных исследований, поставили задачу создания ускоряющих структур, которые позволили бы возбуждать в резонаторах сравнительно малых объемов высокочастотные поля с рабочей длиной волны существенно большей, чем в общепринятой в настоящее время структуре типа Альвареса. Известно несколько модификаций малогабаритных структур. Все они основаны на возбуждении в цилиндрическом резонаторе различных волн с продольным магнитным полем (типа Н). Это — гребенчатые структуры [1], структуры со встречными штырями [2], структуры с фокусировкой ускоряющим полем [3], структуры на двухпроводных линиях типа Слоуна или Видерсе [4]. Эти структуры нашли практическое применение и показали высокую эффективность в диапазоне сравнительно низких энергий.

В настоящем докладе речь идет об ускоряющей структуре типа встречных штырей, нагруженных на концах трубками дрейфа, возбуждаемой на волне типа H_{III} . Эта структура обладает рядом преимуществ перед другими, упомянутыми выше, вследствие более высокого мунтового сопротивления, конструктивной простоты и удобства применения фокусирующих устройств типа магнитных квадрупольных линз. Ниже рассматривается ускоряющая структура, обеспечивающая формирование равномерного распределения ускоряющего поля в ускоряющих промежутках вдоль всей системы, что дает возможность, с учетом π - периодического характера структуры, получить наиболее высокий темп ускорения. Конструктивной особенностью такой структуры является отказ от принятого принципа, согласно которому угол "встречности" между штырями составляет 180° . Изменение угла между какими-либо двумя соседними встречными штырями, укрепленными на цилиндрическом резонаторе, приводит к изменению длины токовых линий, в результате чего меняются высокочастотные параметры ячеек. Такой метод настройки ячеек от входного конца к выходному позволяет компенсировать изменение их частоты в результате роста скорости частиц. На рис.1 приведена схема одной из модификаций такой структуры.

Трубки дрейфа, закрепленные на общей плите, не содержат в себе квадрупольных линз, поэтому допуск на их изготовление и установку менее жесткий. Их диаметр, с целью уменьшения емкостной нагрузки резонатора, меньше по сравнению с диаметром четных трубок дрейфа, в которых расположены квадрупольные линзы. Симметрично расположенные относительно установочных штанг штыри функционально предназначены для настройки ячеек на заданную резонансную частоту. По ним протекают основные высокочастотные токи, развиваемые запасенной в резонаторе мощностью, поэтому эти штыри должны иметь надежный контакт с трубками дрейфа и поверхностью резонатора.

При возбуждении такой структуры высокочастотной мощностью устанавливается равномерное распределение ускоряющего поля вдоль всей структуры, что достигается изменением угла φ для каждой трубки дрейфа. Величины этих углов определяются по данным предварительного моделирования.

Описанная модификация ускоряющей структуры типа встречных штирей отличается высоким значением шунтового сопротивления. Известные ранее методы настройки ячеек структур типа Н при глубокой перестройке частот, обеспечивающей превращение естественного синусоидального распределения электрического поля вдоль структуры в равномерное, приводят к значительному ухудшению шунтового сопротивления структуры. В рассматриваемой модификации изменение угла "встречности" не приводит к существенному падению шунтового сопротивления. На рис.2 приведен график зависимости величины отношения шунтового сопротивления к добротности от величины угла φ для четырех вариантов структур, имеющих одинаковый ряд нечетных трубок дрейфа (как на рис.1) и различные конструкции штанг, соединяющих четные трубки дрейфа с боковой стенкой резонатора. Кривая *a* получена для случая, когда четные трубки дрейфа имеют одну штангу, кривая *b* - две штанги, из которых одна расположена под меняющимся углом φ по отношению к штирям нечетных трубок дрейфа, а вторая имеет постоянный угол 180° , кривая *b* - две симметрично расположенные штанги относительно плоскости, проходящей через оси штирей нечетных трубок дрейфа и *z* - три штанги, как на рис.1. Результаты приведены для измерений на модели структуры, в которой резонатор имел диаметр 37,5 см и длину 82,7 см. Структура однородная с длиной ячеек 4,92 см, диаметр трубок дрейфа составлял 30 мм, коэффициент зазора $\alpha = 0,5$.

Т а б л и ц а

Основные параметры линейного ускорителя тяжелых ионов на энергию 8 МэВ/А с ускоряющей структурой типа встречных штирей

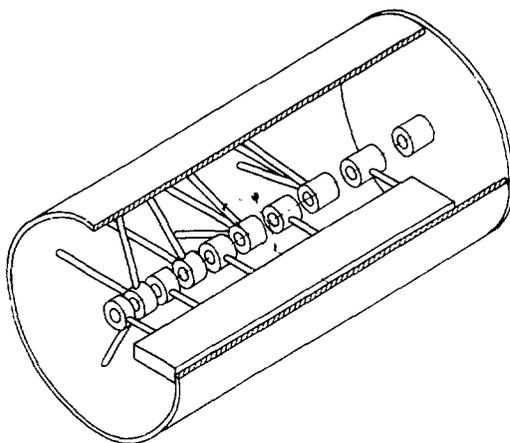
Наименование параметра	Но м е р с е к ц и и		
	1	2	3
Энергия ионов на входе, МэВ/А	0,017	0,3	2,0
Энергия ионов на выходе, МэВ/А	0,3	2,0	3,0
Отношение массового числа к зарядному	34	12	5
Рабочая длина волны, м	10,5	10,5	5,25
Напряженность ускоряющего поля в зазоре, кВ/см.	90	90	80
Режим ускорения	$3\pi - \pi$	π	π
Темп ускорения, МэВ/м	1,55	3,40	2,94
Длина ячеек, см	$3,33 \pm 13,75$ $10,0 \pm 41,25$	$14,3 \pm 34,28$	$17,0 \pm 36,00$
Длина трубок дрейфа, см	$1,68 \pm 6,60$ $8,96 \pm 32,3$	$7,0 \pm 18,0$	$8,6 \pm 18,0$
Количество трубок дрейфа	38 ± 2	25 ± 2	38 ± 2
Количество трубок дрейфа с квадрупольными линзами	19 ± 2	13 ± 2	19 ± 2
Высокочастотная мощность импульсная, кВт	300	500	2500

Изменение частоты в зависимости от угла φ приведено на рис.3. Эксперименты, проведенные на модели ускорителя, рассчитанного на диапазон ускорения от 86 кэВ/А до 1,5 МэВ/А, дали возможность получить равномерное распределение ускоряющего поля вдоль всего тракта ускорения. Структура отличается также большой крутизной дисперсионных характеристик, что определяет устойчивость распределения поля к меняющимся в процессе работы нагрузкам и возмущениям.

Результаты исследований, проведенных при разработке описанной структуры, позволяют ставить конкретную задачу о возможности сооружения универсального линейного ускорителя, рассчитанного на ускорение ионов любого из элементов периодической системы, включая наиболее тяжелые. Приведенные в таблице данные показывают его компактность и экономичность. Наиболее рациональная схема такого ускорителя состоит из 3-х секций, обеспечивающих ускорение от 17,6 кэВ/А до 0,3, 2,0 и 8,0 МэВ/А ионов с отношением массового числа к зарядовому 34, 12 и 5. Структура всех 3-х секций однотипная, с рабочей длиной волны 10,5 м для первых двух секций и 5,25 м - для 3-й секции. Общая длина ускоряющей структуры всех 3-х секций составит 22,4 м, а количество трубок дрейфа с магнитными квадрупольными линзами составит 51 шт. Сравнительно малая величина высокочастотной мощности позволяет осуществить режим ускорения с высоким коэффициентом полезного времени. Высокая величина отношения массового числа к зарядовому, на которое рассчитана первая секция ускорителя, позволяет ускорять тяжелые ионы с низким зарядовым состоянием, например, ионы U_{238}^{7+} или Kr_{84}^{5+} . В этом случае будут получены достаточно высокие интенсивности пучков с помощью хорошо разработанных к настоящему времени источников тяжелых ионов.

Л и т е р а т у р а

1. A. Chabert, G. Voisin, J. Pottier, Nucl. Instr. and Methods, 115, (1974) 471.
2. В.А. Бомко, Е.И. Ревуцкий, ИТФ, т. 34, в. 7, 1259, 1964.
3. В.А. Тепляков, ПТЭ, № 6, 24, 1964.
4. R.W. Muller, Das UNILAC-Project, GSI-72-9, 1972, Darmstadt.



Р и с . 1. Схема ускоряющей структуры.

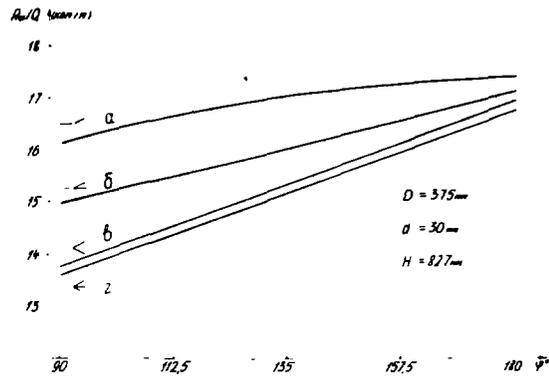
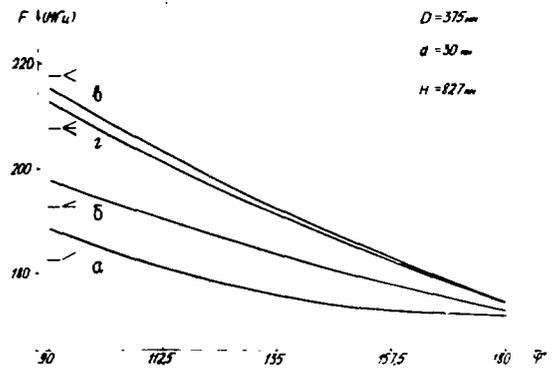


Рис. 2. Зависимость параметра $R_{ш}/Q$ от угла "встречности" между штырями для различных модификаций ускоряющей структуры.

Рис. 3. Зависимость собственной частоты резонатора с однородной структурой от величины угла ϕ .



ПУЧКИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ШИРОКИМ СПЕКТРОМ ЗАРЯДОВ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ С ФАЗОПЕРЕМЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

В.В.Кушин, Б.П.Мурин, П.А.Федотов
Московский радиотехнический институт АН СССР

Д.Г.Кошкарёв
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Сравнение эффективности различных видов фокусировки

В ускорителе тяжелых ионов могут использоваться различные типы фокусировки. На рис. 1 приведена зависимость предельного тока пучка $I_{пред}$ от приведенного отношения массы ускоряемых ионов к их заряду Z_1 в ускорителе с фокусировкой магнитными квадрупольями (ФМК) (кривая 1) и в ускорителе с фазо-переменной фокусировкой (ФПФ) (кривая 2). Кривая 1 рассчитана по методике работ [1,2] при следующих исходных данных: напряжение на инжекторе $U_{ин} = 500$ кВ, напряженность ускоряющего поля, усредненная по периоду $E_M = 2$ МВ/м, синхронная фаза $\varphi_s = 30^\circ$, допустимое количество ампервитков на каждый погонный метр линии NI принято равным 1700 Т·м. Учитывалось также, что длину волны ускоряющего поля λ по мере роста Z_1 приходится увеличивать примерно как $\sqrt{Z_1}$ от $\lambda = 2$ м при $Z_1 = 1$ до $\lambda = 12$ м при $Z_1 = 36$. Кривая 2 рассчитана по методике, описанной в работах [3,4] при следующих условиях: $U_{ин} = 500$ кВ, $\lambda = 2\sqrt{Z_1}$ [м], $E_M = 6$ МВ/м. Радиус апертуры на входе ускорителя $R = 0,2\beta\lambda$, где β - относительная скорость инжектируемых ионов.

Сопоставление кривых 1 и 2 показывает, что предельный ток протонов и легких ионов при ФМК много больше, чем при ФПФ. Однако по мере увеличения Z_1 кривые 1 и 2 сближаются, и при $Z_1 > 5$ предельный ток ионов при ФПФ становится выше, чем при ФМК. Отсюда видно, что в начале ускорителя тяжелых ионов целесообразно использовать ФПФ. Это объясняется тем, что по мере уменьшения скорости инжектируемых ионов (которая падает с увеличением Z_1 как $1/\sqrt{Z_1}$) понижается эффективность магнитной фокусировки и повышается эффективность фокусировки самим ускоряющим полем. Однако даже в этом случае ток пучка ионов с $Z_1 = 30-40$ ограничен сравнительно небольшой величиной - $10 + 15$ мА.

Повышение интенсивности пучка ионов

Одной из возможностей повышения интенсивности ионных пучков является переход к многолучевым ускоряющим системам, в которых ускоряется, а затем складывается достаточно большое число пучков [5]. При этом наиболее выгодным вариантом одновременной фокусировки всех пучков является ФПФ из-за своей конструктивной простоты: достаточно в каждой дрейфовой трубке ускоряющего резонатора предусмотреть заданное число апертурных отверстий n (рис. 2).

Рассмотрим особенности ускорения и сложения пучков в многолучевых системах с ФПФ на примере семилучевого ускорителя ионов.

Было рассчитано несколько вариантов ускорителя ионов с $Z_1 = 34$ с различной длиной волны ускоряющего поля. В таблице 1 столб. 1 приведены основные параметры варианта с $\lambda = 12$ м. Из нее видно, что в каждом из 7 каналов предельный ток составляет 15 мА. Уменьшение λ приводит к необходимости уменьшать радиус апертуры, что сопровождается снижением тока в каждом канале. Увеличение длины волны приводит к усложнению конструкции ускоряющей структуры. Из сопоставления вариантов вытекает, что для семилучевого, так же как и для однолучевого ускорителя, значение $\lambda = 12$ м близко к оптимальному.

Сложение пучков

Полученную систему пучков можно сложить в один суммарный пучок. При этом ток суммарного пучка I_{Σ} и его шестимерный объем V_6 в фазовом пространстве увеличивается пропорционально числу складываемых пучков. Остальные параметры суммарного пучка, и в частности его эмиттанс ξ_{Σ} , будут зависеть от способа сложения пучков. В простейшем случае такое сложение можно произвести, объединяя пучки в один путем параллельного переноса их осей и сближения их до минимального расстояния в поперечной плоскости. На рис. 3 показаны поперечные фазовые портреты семи пучков до сложения а/ и после сложения б/ в предположении, что пучки удастся сблизить до их соприкосновения в поперечной плоскости. Эллипс, описанный пунктирной линией на рис. 3б, соответствует минимальному эффективному эмиттансу суммарного пучка $\xi_{\Sigma} \approx \xi_0^x$, где ξ_0 - эмиттанс каждого из исходных пучков.

Суммарный пучок можно ввести в ускоритель с одним каналом и вести там его дальнейшее ускорение. Переход от начальной многолучевой части к однолучевой целесообразно производить сразу же, как только кулоновское растапливание пучка достаточно ослабнет. Был рассчитан ряд вариантов однолучевой части ускорителя с ФПФ при разной энергии перехода W и при использовании различных длин волн. Результаты расчета одного из вариантов при энергии перехода 1 МэВ/н приведены во втором столбце таблицы 1. Использование в однолучевой части $\lambda = 4 \text{ м}$ оказывается возможным, так как в процессе ускорения в начальной части протяженность сгустков адиабатически уменьшается более чем втрое. Имеется возможность также обеспечить и другие условия перехода, а именно: акселтанс и предельный ток канала сделать больше соответствующих параметров суммарного пучка.

Описанный выше способ сложения пучков удобен тем, что операция сложения состоит в простом сближении пучков. Поэтому он пригоден для сложения большого числа пучков. В результате образуются укрупненные сгустки, у которых по мере увеличения числа складываемых пучков возрастает только поперечный фазовый объем, в то время как продольный фазовый объем остается почти неизменным. При этом ток суммарного пучка I_{Σ} , его эмиттанс, яркость B_{Σ} и фазовая плотность \mathcal{L}_{Σ} определяются следующими соотношениями [5]:

$$I_{\Sigma} = n I_0; \xi_{\Sigma} = K \sqrt{n} \xi_0; B_{\Sigma} = B_0 / K^2; \mathcal{L}_{\Sigma} = \sqrt{n} \mathcal{L}_0 / K,$$

где K - коэффициент, учитывающий плотность заполнения эффективной фазовой площади суммарного пучка представляющими точками фазовых портретов складываемых пучков. В идеальном случае, когда поперечный четырехмерный фазовый объем суммарного пучка равен сумме четырехмерных фазовых объемов складываемых пучков, $K = 1$.

При таком "параллельном" сложении сгустки суммарного пучка заполняют только часть сепаратрис последующей части: в нашем случае ($\lambda_1/\lambda_2 = 3$) запоминается только каждая третья сепаратриса. Поэтому максимальный ток суммарного пучка должен быть втрое ниже предельного тока последующего канала. Для заполнения всех сепаратрис сложение пучков следует вести, размещая сгустки из разных пучков не параллельно, а последовательно друг за другом на одной общей оси. Такое "последовательное" сложение удастся произвести, если сгустки в соседних пучках сдвинуть по фазе на равные промежутки, придать каждому пучку дополнительный поперечный импульс по направлению к общей оси и в том месте, где пучки пересекают общую ось, разместить ВЧ отклоняющий резонатор с круговой поля-

^{x)} Здесь и далее предполагается, что эмиттансы пучка по осям X и Y примерно равны.

ризацией поля. Так как эмиттанс суммарного пучка будет примерно равен эмиттансу каждого из складываемых пучков, то параметры суммарного пучка определяются следующими соотношениями: $I_z = n I_0$; $\mathcal{E}_z = \mathcal{E}_c$; $\mathcal{B}_z = n \mathcal{B}_0$; $\mathcal{L}_z = n \mathcal{L}_0$.

Был рассчитан вариант последовательного сложения трех пучков, причем каждый из них получен в результате ускорения и "параллельного" сложения семи пучков на выходе семилучевого ускорителя с параметрами, приведенными в таблице 1, столб. I. Дальнейшее ускорение полученного пучка с током > 15 мА можно вести в одном канале с ФПФ, параметры которого приведены во втором столбце таблицы 1.

Возможность обдирки ионов в ускорителе с ФПФ

Так как в пучке, прошедшем обдирочную мишень, образуются ионы, имеющие различные заряды, то встает вопрос о возможности ускорения такого пучка с минимальными потерями. В линейном ускорителе с постоянной синхронной фазой связь между сдвигом синхронной фазы $\Delta\varphi_s$ и соответствующим ей сдвигом заряда Δq определяется в линейном приближении как $\Delta q/q_p = \text{tg} \varphi_{sp} \cdot \Delta\varphi_s$, где индекс р соответствует равновесному (расчетному) заряду. Для случая с ФПФ это соотношение, очевидно, представляет собой частное решение, при котором φ_{sp} есть функция продольной координаты Z . Для построения общего решения используем известные решения линейного приближения в области с продольной фокусировкой $\varphi_{sp} = A_1 \cos \Omega Z + A_2 \sin \Omega Z$ и для области с продольной дефокусировкой $\varphi_{sp} = A_3 \text{ch} \Omega Z + A_4 \text{sh} \Omega Z$, где Ω - приведенная частота продольных колебаний. Начало координат в каждой области удобно разместить в ее центре. Тогда, в силу симметрии, общее решение примет вид:

$$\varphi_{sp} = C_1 \cos \Omega Z + \text{ctg} \varphi_{sp\phi} \cdot \Delta q/q_p; \quad \varphi_{sq} = C_2 \text{ch} \Omega Z + \text{ctg} \varphi_{spq} \cdot \Delta q/q_p.$$

Считая, что длина каждой области равна l , можно вычислить максимальное отклонение фазы частицы от расчетной синхронной фазы:

$\Delta\varphi_{\max} = [\text{sh} \chi (\text{ctg} \varphi_{spq} - \text{ctg} \varphi_{sp\phi}) / (\cos \chi \text{sh} \chi - \sin \chi \text{ch} \chi) + \text{ctg} \varphi_{sp\phi}] \Delta q/q_p$,
 где $\chi = \Omega l/2$. Величина $\Omega l = \pi \nu$, где ν - число колебаний на периоде фокусировки. Принимая, что $\text{ctg} \varphi_{spq} = -\text{ctg} \varphi_{sp\phi}$, $\Delta\varphi_{\max} \leq \varphi_{sp}/2$ [3], $\nu = 0,25$ и $\varphi_{sp\phi} = 1$ рад получим, что $\Delta q/q_p \leq 1/24$. Следовательно, при равновесном заряде ионов $q_p \leq 24$ может быть ускорен лишь один заряд, при $24 \leq q_p \leq 48$ - ионы трех зарядов и т.д.

Таблица 1. Параметры ускорителя

	Многолучевая часть: однолучевая часть	
1. Длина волны ускоряющего поля	12 м	4 м
2. Напряженность ускоряющего поля	6 МВ/м	6 МВ/м
3. Энергия инжектируемых частиц	14,7 кэВ/н	1 МэВ/н
4. Длина периода фокусировки на входе	$3\beta\lambda$	$12\beta\lambda$
5. Радиус апертуры на входе	1,1 см	3,7 см
6. Аксептанс (приведенный)	0,16 лс.м.рад	1,4 лс.м.рад
7. Предельный ток ускоряющего канала	15 мА	400 мА
8. Эмиттанс суммарного пучка (привед.)	1,3 лс.м.рад	-

Л и т е р а т у р а

1. Капчинский И. М. Динамика частиц в линейных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
2. Власов А. Д. Теория линейных ускорителей. М., Атомиздат, 1965.
3. Жукин В. В., Древалъ И. Д. ЖТФ, т. 41, в. 3, стр. 492, 1971.
4. Жукин В. В., Древалъ И. Д., Мохов В. М. ЖТФ, т. 43, в. 9, стр. 1950, 1973.
5. Гусева К. И. и др. Труды РТИ АН СССР, М., № 30, стр. 21, 1977.

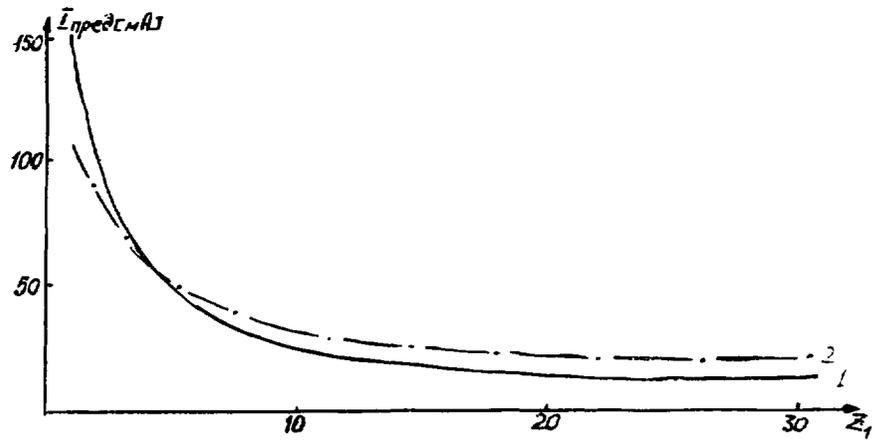


Рис. 1. Зависимость предельного тока лучка от приведенного отношения массы ускоряемых ионов к их заряду в ускорителе с фокусировкой магнитными квадрупольями (кривая 1) и в ускорителе с ФФ (кривая 2).

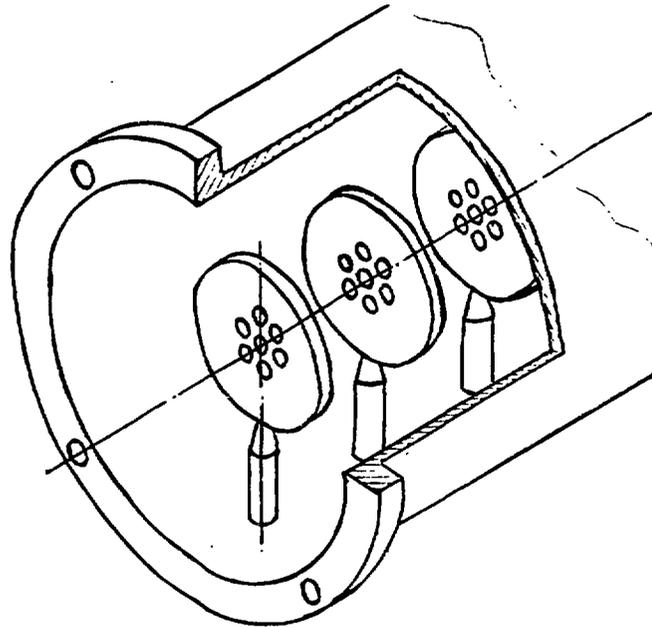


Рис. 2. Конструкция многолучевого ускорителя с фазопеременной фокусировкой.

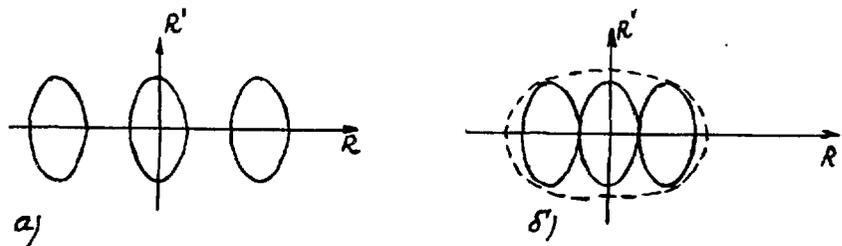


Рис. 3. Фазовые портреты семи пучков в поперечной плоскости: а) до сложения, б) после сложения.

СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ В ПРОЦЕССАХ ИНЖЕКЦИИ И УСКОРЕНИЯ И РАСЧЕТЫ ПЕРЕЗАРЯДНЫХ МИШЕНЕЙ

А.К.Каминский

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Исследования по физике тяжелых ионов стимулировали разработку ряда проектов ускорителей тяжелых ионов; ряд ускорителей модернизируется и строится [1-3]. Основными задачами таких проектов являются: увеличение максимальной энергии ускоряемых частиц, интенсивности и яркости пучка, ускорение все более тяжелых ядер, снижение стоимости и размеров комплекса, улучшение надежности и эффективности ускорителя в эксплуатации и т.д. [4].

Для достижения всех указанных выше целей необходимо проведение исследований по физике ионно-атомных столкновений. В частности, большие интенсивности пучка тяжелых ионов накладывают жесткие ограничения на допустимый уровень потерь $\Delta I/I$ в процессе ускорения. Из-за отсутствия ионных источников, дающих интенсивные пучки тяжелых ионов с достаточно высокой степенью ионизации и с параметрами, пригодными для инжекции, приходится прибегать к последовательной обдирке ионов в процессе ускорения.

Для расчетов потерь интенсивности $\Delta I/I$ частиц в процессе ускорения, обусловленных столкновениями с атомами (или молекулами) остаточного газа и различных перезарядных мишеней, необходимо знать величину эффективных сечений σ_e и σ_c потери и захвата электронов ускоряемыми ионами. При этом величины σ_e и σ_c необходимо знать в широком диапазоне энергий и для различной степени ионизации i/Z ионов (i - число удаленных электронов у иона с зарядом ядра Z).

Необходимы также достаточно точные методы расчета зарядовых распределений $\varphi_i(x)$ ионов на выходе из мишени толщиной x с учетом эффекта плотности. При использовании твердотельных перезарядных мишеней (пленок) в ионных ускорителях большой интенсивности критичным параметром является стойкость или время жизни τ таких пленок [5-7]. Для оценок величин τ необходимы исследования механизмов разрушения таких пленок под воздействием пучка.

Экспериментальные исследования эффективных сечений σ_e и σ_c , потери и захвата электронов тяжелыми ионами и распределений $\varphi_i(x)$ проведены до настоящего времени при малых энергиях и для ограниченного числа ионов [8-10] из-за отсутствия соответствующих ускорителей.

Теоретических методов расчета, способных давать все требуемые сечения во всей области энергий (10 кэВ + 10 ГэВ) с хорошей точностью, не существует. Поэтому необходим детальный анализ имеющихся отрывочных экспериментальных данных, существующих теоретических методов, их точности и области их применимости. Такая работа проведена, например, при проектировании мезонной фабрики [7, 11].

Современные ионные источники обеспечивают инжекцию тяжелых ионов с $i \leq 10$. Эффективные сечения σ_e, σ_c потери одного электрона такими ионами в процессе их ускорения может быть вычислено с достаточной точностью в первом борновском приближении [12-14]. При этом можно пренебречь электронными корреляциями и использовать кулоновские волновые функции. При расчете ионизации внутренних

оболочек достаточно тяжелых ионов необходимо использовать релятивистские волновые функции электронов [12].

Достаточно точных теоретических методов расчета сечений $\sigma_{i,i+m}$ потери m электронов ($m \geq 2$) в одном столкновении не существует. Расчеты с неортогональными волновыми функциями [15] дают неоднозначные результаты. Использование модели независимого вырывания электронов [16-18] требует громоздких расчетов вероятностей ионизации, необходимы также экспериментальные исследования $\sigma_{i,i+m}$ для определения области применимости модели. Полуэмпирические расчеты [19] некорректны, их точность намного завышена авторами.

Систематические экспериментальные исследования сечений захвата $\sigma_{i,i-1}$ электрона тяжелыми ионами только начинаются [8,20-23], детальные измерения проведены лишь для перезарядки протонов [24]. Теоретические методы расчетов сечений захвата электрона ионами изложены в работах [25-30].

Единого метода расчета сечений захвата электрона ионами для всей области параметров E , Z , i не существует. При малых энергиях для оценок сечений можно пользоваться таблицами, приведенными в [29] и полученными по методу сильной связи. При больших зарядах ионов i и энергиях $E \geq 100$ кэВ, по-видимому, наиболее точные значения сечений дают громоздкие расчеты по методу искаженных волн [30]. Для грубых оценок сечения захвата обычно используется формула Бринкмана-Крамерса [31] с множителем $1/3$, обусловленным учетом ядерно-ядерного взаимодействия.

Необходимо учитывать два обстоятельства при расчетах сечений захвата. Во-первых, при различных энергиях ионов захват производится в различные состояния иона и из различных оболочек атома мишени, чем объясняется медленное убывание сечения захвата при средних энергиях и даже немонотонная в ряде случаев зависимость сечения от энергии. Лишь при больших энергиях сечение должно асимптотически убывать с энергией как E^{-6} .

Во-вторых, уже при сравнительно небольших энергиях $E/M \geq 10$ МэВ/нуклон в сечение захвата начинает давать вклад процесс радиационного захвата, отличающийся более слабым убыванием сечения с энергией и другой зависимостью от зарядов [22,25]. Аналогичный процесс для ионизации начинается при значительно больших энергиях $E/M \geq 1$ ГэВ/нуклон.

Перезарядные мишени в виде пленок наиболее технологичны и удобны в работе. Для уменьшения эмиттанса пучка такие пленки обычно выбирают из легких элементов, чаще всего из графита. Так как время жизни таких мишеней в интенсивном пучке весьма ограничено, проводятся исследования механизмов их разрушения и методов увеличения их стойкости [5-7].

Показано, что напыление тонкого слоя золота или алюминия снимает электростатический заряд с пленки и увеличивает время жизни графитовой мишени. Увеличивает стойкость мишеней также их нагрев примерно до 400°C при облучении пучком, в то время как предварительный обжиг не сказывается на стойкости. Естественно, что время жизни мишени удлиняет сканирование пучка по мишени.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность А.А.Васильеву за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Флеров Г.Н. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 5-7 октября 1976г.) т.1, стр.23, М. Наука.1977.
2. Stelson P.H. IAEA Trans.Nucl.Sci.,1976, Vol.18-23, No.2, p.1162.

3. Васильев А.А. Проблемы развития ускорителей тяжелых ионов, Доклад на настоящем совещании, том I.
4. Васильев А.А., Каминский А.К. Физика электронных и атомных столкновений, Лекции IУ Всесоюзной школы по физике электронных и атомных столкновений, Из-во МГУ, 1978г., стр.246.
5. Intema J.L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, Vol.NS-23, No.2, p.1133.
6. Livingston A.L., Berry H.G., Thomas G.E. Nucl. Instr. Meth., 1977, Vol. 148, No.1, p.125.
7. Булгаков К.В., Каминский А.К., Ловцов С.Б., Мецеров Р.А. Труды Радиотехнического института АЕ СССР, 1977, № 30, стр.61.
8. Betz H.D. Rev. Mod. Phys., 1972, Vol.44, p.465.
9. Litkover A.B. and Betz H.D. Atomic Data, 1973, Vol.5, p.113.
10. Clark R.B., Grant I.S., King R., Eastham D.A. and Joy T. Nucl. Instr. Meth. 1976, Vol.133, p.17.
11. Kaminsky A.K., Meshcherov R.A., Popova M.I. Nucl. Instr. Meth., 1976, Vol.137, p.183.
12. Inokuti M. Rev. Mod. Phys., 1971, Vol.43, p.297.
13. Inokuti M., Itikawa Y., Turner J.E. Rev. Mod. Phys., 1978, Vol.50, p.23.
14. Khandelwal G.S., Choi B.h., Merzbaher E. 1969, Atomic Data , Vol.I, p.103; Atomic Data, 1973, Vol.5, p.291.
15. Oldham W.J.B. Phys. Rev., 1968, Vol.166, p.34.
16. McGuire J.h., Richard P. Phys. Rev., 1973, Vol.A8, p.1374.
17. Kaminsky A.K., Lovtsov S.V., Popova M.I., 1977, IO ICPEAC, Abstracts of papers, Paris, p.56.
18. Kaminsky A.K., Popova M.I. J. Phys. B., 1976, Vol.9, p.1177.
19. Dmitriev I.S., Tashaev Yu.A., 1978, VI Intern. Confer. on Atomic Physics, Abstracts, Riga, p.526.
20. Hopkins F., Little A., Cue N. Phys. Rev., 1976, Vol.A14, p.1634.
21. Berkner K.H., Grahman N.G., Pyle P.V., Schachter A.S., Stearns S.W., 1977, IO ICPEAC, Abstracts of Papers, Paris, p.542.
22. Raisbeck G.M., 1977, IO ICPEAC, Abstracts of Papers, Paris, p.854.
23. Guffey J.A., Ellsworth L.D., MacDonald J.R. Phys. Rev., 1977, Vol.A15, p.1863.
24. Tawara H., Russek A. Rev. Mod. Phys., 1973, Vol.45, p.178.
25. Betz H.-D., Kleber M.K., Spindler E., Panke H., Stehling W., 1976, Invited Lectures and Progress Reports of 9 ICPEAC, ed. by S.Risley and R.Geballe, p.520.
26. Bransden B.H. Rep. Progr. Soc., 1972, Vol.35, p.949.
27. Presnyakov L.P., 1978, Invited Lectures and Progress Reports of IO ICPEAC, ed. by G.Watel, NHTC, Amsterdam, p.407.
28. Salzborn E. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1976, Vol.NS-23, p.947.
29. Пресняков Л.П., Шевелько В.П., 1974, Препринт № 94, ФИАН СССР, Москва,
30. Belkic Dz., Mc Carrol R. J. Phys.B., 1977, Vol. 10, p.1933.
31. Николаев В.С., УФН, 1965, т.85, стр.679.

ЦИКЛОТРОН С ПЛАВНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ЭНЕРГИИ

Л.А.Саркисян, Е.Ф.Кирьянов, Ю.А.Воробьев

Научно-исследовательский институт ядерной физики

Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

В НИЯФ с 1958 г. работает классический 120-см циклотрон с фиксированной энергией ионов (молекулярные ионы водорода - 6,35 МэВ, дейтроны - 12,7 МэВ и альфа-частицы - 25,4 МэВ) при $H_0 = 13,8$ кЭ и $f = 10,4$ МГц. Задачи института потребовали повышения энергии ионов при плавном ее изменении и расширения типа ускоряемых ионов. С целью минимизации конструктивных изменений, материальных затрат и сроков останова при модернизации циклотрона формирование магнитного поля в широком диапазоне уровней H_0 было осуществлено с помощью одних токовых обмоток. На рис.1 изображена геометрия электромагнита СП-44 с набором шимм (центральный диск 6, шимма Розе 7, секторная шимма 9), подобранным при рабочем уровне $H_0 = 13,8$ кЭ, магнитным каналом 10 и токовыми обмотками, формирующими требуемый радиальный спад магнитного поля (обмотки 1-3), корректирующими медианную плоскость (обмотки 4 и 5) и первую гармонику поля (обмотка 8). Расчетно-экспериментальные исследования показали, что формирование требуемого радиального спада магнитного поля в циклотроне до конечного радиуса 53 см в широком диапазоне уровней магнитного поля в центре $H_0 = 5-16$ кЭ может быть осуществлено с помощью трех концентрических токовых обмоток, установленных внутри вакуумной камеры на ее крышках (зазор 15 см) [1]. Конструктивно катушки уложены между дюралевыми кольцами (толщина 7 мм), которые с помощью медных листов толщиной 1 мм (плакировка) прикреплены винтами к стальным крышкам вакуумной камеры. В качестве проводника использована медная трубка \varnothing (6x1) мм, изолированная стеклолентой (толщина 0,1 мм), пропитанной эпоксидной смолой. Число витков в катушках - 3, 3 и 8; средние радиусы - 21,5; 32,5 и 48,3 см. Точность установки катушек составила по радиусу ± 1 мм и высоте $\pm 0,5$ мм. Подводящие концы катушек выведены между дуантами (фаза 90°) и закрыты медными кожухами. Токовводы катушек, находящиеся на периферии камеры, изолированы и уплотнены на вакуум фторопластовыми втулками. Обмотки запитаны от трех выпрямителей ВАС-600. Изменение тока осуществляется индукционным регулятором ИР-61. При максимальном токе через обмотку 300 А давление охлаждающей воды составляет 5 атм. Рабочий вакуум $\sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст. в объеме вакуумной камеры не изменяется при токах в обмотках до 300 А. Обмотка 4 (одновитковая медная шина сечением 15×4 мм², ток до 200 А) используется для смещения пучка по вертикали на начальных радиусах и обмотка 5 (провод ПБД \varnothing 1,3 мм, число витков 1000, ток - до 1,5 А) - на конечных радиусах. Гармоническая обмотка 8 состоит из четырех пар прямоугольных гармонических катушек, установленных через 90° в межполюсных зазорах (7,5 мм). Катушка намотана из провода ПБД \varnothing 1,5 мм, пропитанного эпоксидной смолой, число витков - 120, максимальный ток до 8 А. Противоположные катушки обмотки включены встречно и подключены к одному источнику тока.

Измерения вертикальной компоненты магнитного поля в средней геометрической плоскости вакуумной камеры циклотрона осуществлялись магнитометрами с датчиками Холла - стандартного Ш1-8 (точность $\pm 7 \cdot 10^{-4}$) и термостатированного (точность $\pm 2 \cdot 10^{-4}$) [2].

На рис.2 представлены экспериментальные кривые изменения магнитного поля с радиусом в диапазоне уровней H_0 от 5 до 16 кЭ до и после формирования спада поля с помощью концентрических обмоток. Экспериментально магнитное поле было сформировано с помощью обмоток для 12 уровней H_0 (через ~ 1 кЭ). Токи в обмотках для промежуточных значений H_0 определяются путем интерполяции. Максимальный ток в обмотках не превышает 300 А.

Рис.3 иллюстрирует поведение амплитуды и фазы максимума первой гармоники поля при $H_0 = 16$ кЭ и токах в обмотках $J_1 = -150$ А, $J_2 = -250$ А и $J_3 = -300$ А (поле обмоток направлено против поля электромагнита). Там же приведены результаты коррекции гармоники поля при включении пары гармонических катушек (фаза 135°) с током 6,4 А без секторных шимм и с секторами, вставленными внутри гармонических катушек (протяженность секторов по радиусу 21 см, по азимуту 15 см, по высоте 5 мм). Видно, что коррекция первой гармоники поля на конечных радиусах циклотрона может быть достигнута при использовании двух симметричных пар гармонических катушек, установленных через 180° и включенных встречно с током ~ 9 А.

При помещении концентрических катушек в вакуумной камере зазор между плакировкой и дуантом изменился с 3,5 до 2,7 см, вследствие чего диапазон собственных частот резонансного контура уменьшился с 8,8 - 16,6 МГц до 8,5 - 14 МГц [3].

Осуществленный в октябре 1977 г. запуск циклотрона после модернизации показал, что при незначительной коррекции токов в обмотках в диапазоне уровней поля $H_0 = 5-15,7$ кЭ и при частотах 8,5-12,5 МГц ускорены ионы с плавным изменением энергии в следующих диапазонах: протоны - 4,4-9,2 МэВ, дейтроны - 8,8-15,8 МэВ, ионы гелия 3 (с использованием газозвратной системы) - 13,2 - 25,2 МэВ, альфа-частицы - 17,6 - 31,6 МэВ [3]. Перестройка высокой частоты на 50 кГц (магнитное поле ~ 33 Э) приводит к изменению энергии ~ 60 кЭв/нуклон. Интенсивность пучка на конечном радиусе изменяется с 100 до 20 мкА (скважность 6) для частиц максимальной энергии, что связано с недостаточной величиной ускоряющего напряжения на дуантах, ограниченной пробоями (максимальное напряжение на правом дуанте 80 кВ, на левом - 55 кВ). Измерения показали, что пучок ускоряется в медианной плоскости и его размер не превышает 1 см (включены обмотки 4 и 5).

Вывод пучка в циклотроне осуществлен с помощью электростатического дефлектора (апертура входа 6 мм, выхода - 18 мм) азимутальной протяженностью 100° . Радиус середины входа в дефлектор 53,3 см. Дефлектор закреплен неподвижно на каркасе левого дуанта. Максимальное напряжение на дефлекторе 50 кВ. Дефлектор был отъюстирован на вывод пучка в исходном режиме ($H_0 = 13,8$ кЭ). проведенные измерения магнитного поля показали, что в диапазоне $H_0 = 5-16$ кЭ отличие кривых спада поля с радиусом в районе дефлектора не превышает 5%. Исследования с пучками при различных энергиях показали, что в циклотроне имеется сдвиг центра орбиты, достигающий 5 см (используется источник ионов с неподвижными филерами). С целью коррекции сдвига центра орбиты и осуществления заброса пучка в дефлектор введены возмущения магнитного поля типа первой гармоники поля переменной амплитуды и фазы, созданные секторными шиммами и гармоническими катушками. Так, при энергии альфа-частиц 31,6 МэВ, токи в гармонических катушках, установленных на фазах 135° (внутри катушек вставлены секторные шиммы) и 45° , равны соответственно 3 и -2 А. Интенсивность выведенного пучка частиц максимальной энергии составляет для протонов - 30 мкА, дейтронов - 50 мкА, ионов гелия 3 и альфа-частиц - по 10 мкА. Пучок при вхо-

де в линзы сфокусирован в пятно диаметром ~2 см (энергетический разброс ~1%).

Отметим, что при повышении высокой частоты до 14 МГц энергия протонов и ионов гелия 3 может быть увеличена до 11 и 33 МэВ, соответственно. В циклотроне могут быть также ускорены многозарядные ионы с $2,66 \leq \frac{A}{Z} \leq 5,7$ в диапазоне энергий 0,3 + 1,2 МэВ/нуклон на третьей гармонике частоты обращения.

С января 1978 г. физические исследования на циклотроне ведутся при новых параметрах пучков.

Л и т е р а т у р а

1. Л.А.Саркисян, Е.Ф.Кирьянов, Ю.А.Воробьев. В сб. "Ломоносовские чтения", Изд. МГУ, 1977, стр.38.
2. Ю.П.Бузулунов и др. ПТЭ, 1977, № 3, стр.28.
3. Л.А.Саркисян, Е.Ф.Кирьянов, Ю.А.Воробьев, В сб. "Ломоносовские чтения", Изд. МГУ, 1978, стр.50.

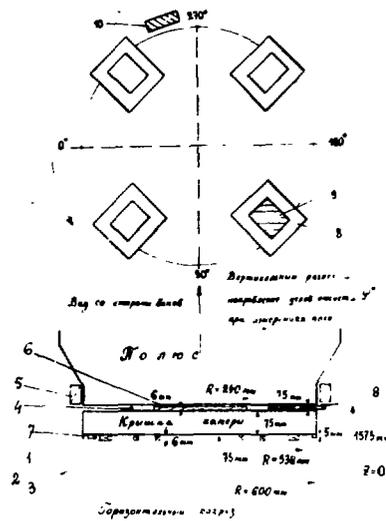


Рис. 1. Схема расположения в электромагните циклотрона токовых обмоток (1-5,8), ферромагнитных шимм (6,7,9) и магнитного канала (10).

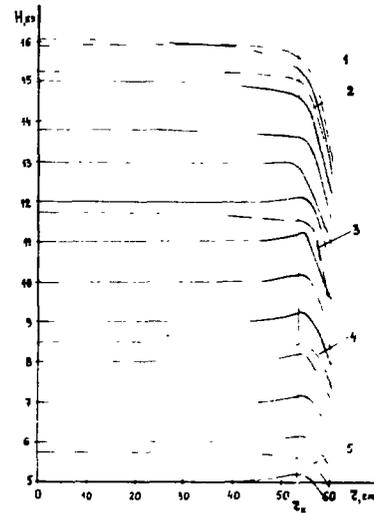


Рис. 2. Изменение магнитного поля с радиусом для различных значений H_0 (——— исходный спад, - - - сформированный с помощью обмоток спад).

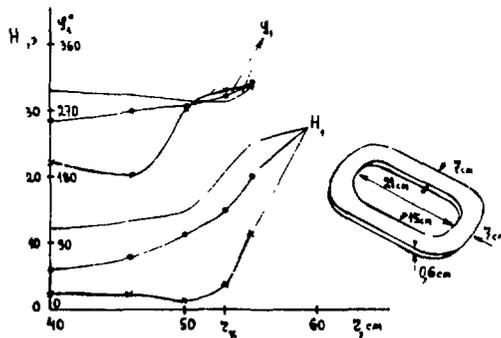


Рис. 3. Амплитуда и фаза максимума первой гармоники поля. Справа приведены геометрические параметры гармонической катушки. — без секторных шимм; — включены гармонические катушки с током 6,4 А; x — включены гармонические катушки (с током 6,4 А), внутри которых установлены секторные шиммы.

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Председатель: А.Н.Скринский

Секретарь: А.П.Сергеев

ИЗУЧЕНИЕ БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Н.С.Диканский, В.И.Кононов, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук,
Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина

Институт ядерной физики СО АН СССР

Исследования электронного охлаждения, проводившиеся в последние пять лет, позволили накопить богатый экспериментальный материал и существенно развили первоначальные теоретические представления, базировавшиеся на модели изотропной и однородной электрон-ионной плазмы с максвелловским распределением по скоростям ^{/1/}. Объяснены существование резкой анизотропии функции распределения электронов по скоростям в пучке при электростатическом ускорении ^{/2,3/}, роль сильного магнитного поля в установке с электронным пучком ^{/4/}, эффекты пространственного заряда в электронном охлаждении ^{/5/}.

Соответствующие теоретические описания, основанные на детальном учете микроскопической картины столкновений частиц, позволяют понять физику отдельных явлений, когда какой-либо эффект или параметр играет определяющую роль. В реальных ситуациях мы, как правило, имеем дело с наложением ряда эффектов, так что попытки применения подобных расчетов для описания экспериментальных данных наталкиваются на значительные вычислительные трудности. В этой связи целесообразно представить полученные экспериментальные данные в виде эмпирических формул, которые, с одной стороны, отвечали бы основным особенностям столкновений в магнитном поле, а с другой — были бы достаточно просты и удобны для конкретных оценок различных характеристик процесса охлаждения.

К настоящему времени получены данные об электронном охлаждении протонов на энергии 65, 35 и 1,5 МэВ ^{/6/} при значениях тока в электронном пучке 500±2 мА. Методика экспериментов описана в работах ^{/2,3,5/}.

1. Эффективность взаимодействия протонов и электронов при охлаждении существенно зависит от плотности электронного пучка n_e и разности скоростей протонов и электронов. Анализируя последнюю зависимость, следует различать поперечную скорость ларморовского вращения электронов v_{\perp} в сопровождающем продольном магнитном поле установки с электронным пучком ^{/2/} и разность средних скоростей протонов и электронов $\Delta \vec{v} = \vec{v}_p - \langle \vec{v}_e \rangle$. Символом $\langle \rangle$ обозначена операция усреднения по ларморовскому вращению.

В экспериментах разность поперечных средних скоростей Δv_{\perp} вносилась принудительно ударным возбуждением бетатронных колебаний (Δv_p) или изменением угла наклона оси электронного пучка (Δv_e) ^{/7/}.

Результаты измерений декремента затухания бетатронных колебаний во всем диапазоне энергий объединяются общей зависимостью (рис.1) $\lambda/n_e = 10^6 / \Delta v_{\perp}^2$ см³/сек.

В этих измерениях значения Δv_{\perp} лежат в пределах $\Delta v_{\perp} \ll \Delta v_{\parallel} \ll v_{\perp}$, кроме этого, v_{\perp} практически не изменялась при вариациях энергии. При нормальных условиях она определяется разбросом скоростей на катоде электронной пушки. Более подробно область применимости этой зависимости обсуждается в пункте 5.

2. Декремент λ быстро уменьшается с ростом разброса продольных скоростей электронов Δv_{\parallel} (рис.2), причем это уменьшение начинается уже при $\Delta v_{\parallel} \sim 10^{-4} v_0$ (v_0 — средняя скорость протонов и электронов), что значительно меньше разнос-

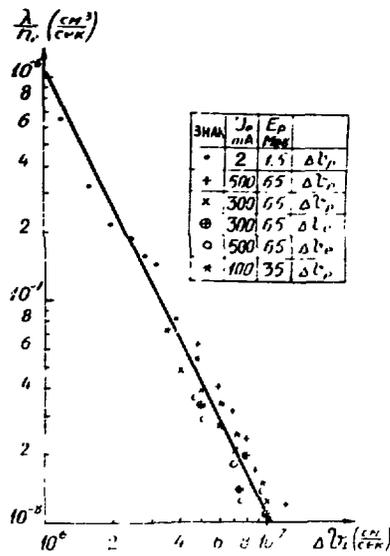


Рис.1. Зависимость декремента затухания поперечных колебаний (λ) от относительной скорости протонов и электронов при различной энергии протонов. Относительная поперечная скорость создавалась возбуждением бетатронных колебаний протонов (Δv_p), либо наклоном электронного пучка относительно протонной траектории (Δv_e). (n_e - плотность электронов).

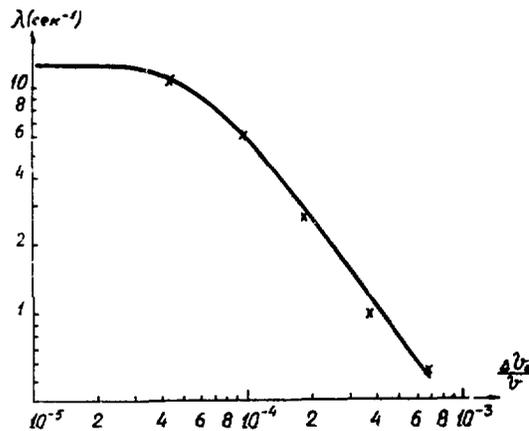


Рис.2. Зависимость декремента затухания поперечных колебаний протонов от амплитуды модуляции продольной скорости электронов (электронный ток 300 мА, энергия протонов 65 МэВ).

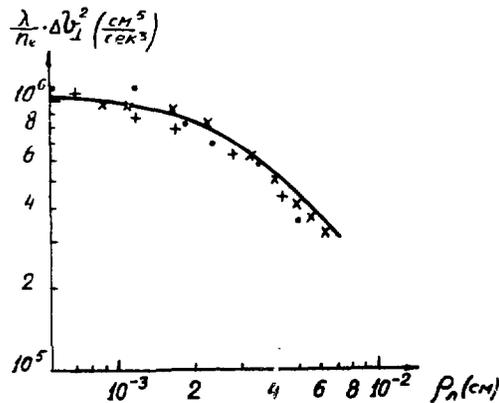


Рис.3. Влияние ларморовского вращения электронов на значение декремента затухания поперечных колебаний (значение значков такое же, как на рис.1).

ти поперечных скоростей $\Delta v_{\perp} \approx 4 \cdot 10^{-4} v_0$, при которых производились эти измерения.

Разброс продольных скоростей электронов создавался в этих экспериментах модулирующей энергией электронов с частотой $f \approx 200 \text{ Гц} \gg \lambda$.

3. При измерении зависимости декремента λ от скорости ларморовского вращения для управления величиной v_{\perp} на короткие пластины (длиной около четверти периода ларморовской спирали электронов) подавалось постоянное напряжение [7]. Результаты измерений представлены на рис.3 в виде зависимости произведения $\lambda \Delta v_{\perp}^2$ от радиуса ларморовского "кружка" ρ_L . В такой форме удобно сравнивать результаты при энергиях 65 и 1,5 МэВ, т.к. в этом случае исключается очевидный вклад разности скоростей Δv_{\perp} , вносимой, как сказано выше, при измерении декремента.

4. Скорость затухания энергетического разброса характеризуется продольной силой трения F_{\parallel} . Её зависимость от относительных скоростей пучков и ларморовских скоростей электронов измерялась на энергии 65 МэВ (рис.4,5). Как и декремент, F_{\parallel} слабо зависит от скорости ларморовского вращения v_{\perp} , однако, в отличие от декремента λ , сила F_{\parallel} примерно одинаково зависит от разности как продольных, так и поперечных скоростей.

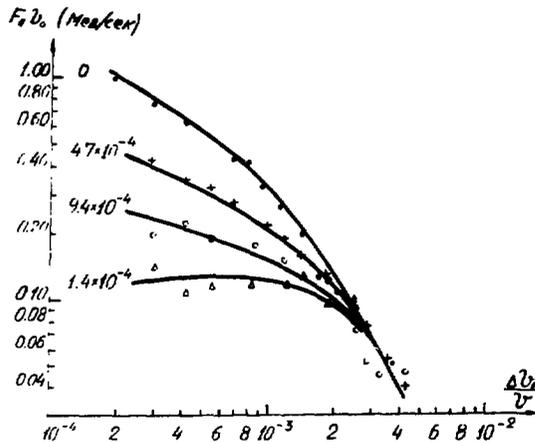


Рис.4. Зависимость продольной силы трения от отстройки скорости протонов от средней скорости электронов (Δ) при различных относительных поперечных скоростях ($\Delta v_{\perp} / v_0$). Ток электронов 300 мА, энергия протонов 65 МэВ.

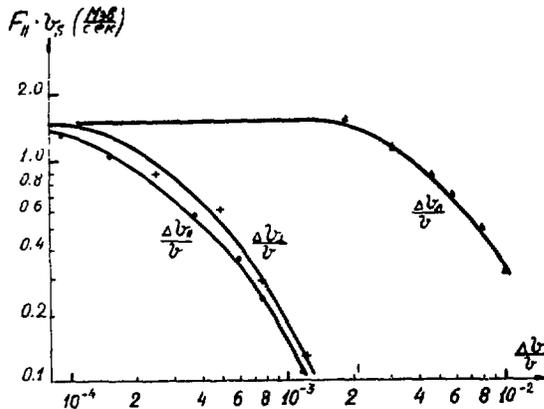


Рис.5. Зависимость продольной силы трения от отстройки продольных скоростей Δv_{\parallel} , поперечных скоростей Δv_{\perp} , и скорости ларморовского вращения v_{\perp} . (Ток электронов 300 мА, энергия протонов 65 МэВ).

5. Экспериментальные данные, описанные в пп. I-4, могут быть объединены двумя эмпирическими формулами:

$$\lambda = \frac{66 r_p r_e n_e' c^4 \eta}{[(\alpha v_0)^2 + \Delta v_1^2 + 11 \Delta v_2^2] \sqrt{v_1^2 + \Delta v_1^2 + \Delta v_2^2}}, \quad (1)$$

$$\bar{F}'' = - \frac{12 \pi r_e^2 n_e' m c^4 \eta}{\sqrt{(\alpha v_0/2)^2 + \Delta v_1^2 + \Delta v_2^2} \sqrt{(v_1/2)^2 + \Delta v_1^2 + \Delta v_2^2}}, \quad (2)$$

где n_e' - плотность электронов в системе частиц; η - доля орбиты протонов, занятая участком охлаждения; α - коэффициент, учитывающий искажение силовых линий продольного магнитного поля (в экспериментах на энергии протонов 65 МэВ $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4}$); r_p, r_e - классические радиусы протона, электрона, соответственно; c - скорость света.

Подчеркнем, что приведенные эмпирические формулы (1), (2) экспериментально обоснованы лишь в области значений параметров, исследованной в экспериментах на установке НАП-М. Так, разброс скоростей и плотность электронного пучка были ограничены диапазонами значений

$$\begin{aligned} 10^5 \text{ см/с} < \Delta v_2 < 7 \cdot 10^6 \text{ см/с} \\ 4 \cdot 10^5 \text{ см/с} < \Delta v_1 < 2 \cdot 10^7 \text{ см/с} \\ 4 \cdot 10^7 \text{ см/с} < \Delta v_2 < 10^8 \text{ см/с} \\ 10^7 \text{ I/см}^3 < n_e' < 4,8 \cdot 10^8 \text{ I/см}^3. \end{aligned}$$

Экстраполяцию этих формул в более широкую область значений параметров следует производить с известной осторожностью. В указанной области согласие (1), (2) с экспериментом не хуже 20%.

Для относительных скоростей Δv_1 в области $\alpha v_0 < \Delta v_1 < v_1$ декремент пропорционален величине $(\Delta v_1^2 v_1)^{-1/2}$. Этот результат принципиально отличается от представлений, не учитывающих влияния продольного магнитного поля, где λ пропорционально v_1^{-3} [1,8]. В экспериментах на НАП-М магнитное поле установки с электронным пучком составляет 10 Э, так что при энергии электронов 35 КэВ на длине участка охлаждения (1 метр) укладывается примерно 25 периодов ларморовской спирали.

То, что экспериментальные данные описываются формулами (1), (2), по-видимому, подтверждает сильное влияние продольного магнитного поля на процессы передачи в столкновениях частиц [4]. Это влияние характеризуется числом ларморовских циклов $\Omega_L T$ за время столкновения T . Если $\Omega_L T \ll 1$, то влияние магнитного поля пренебрежимо мало и трудно ожидать, что формулы (1), (2) останутся справедливыми. Максимальное время столкновения T может определяться либо временем пролета участка охлаждения l/v_0 , либо временем установления дебаевского экранирования $T \sim \omega_e^{-1}$, где ω_e - частота плазменных колебаний электронов. С увеличением плотности n_e' частота ω_e возрастает и отношение Ω_L/ω_e уменьшается, что также может нарушить справедливость (1), (2).

6. Естественное стремление увеличить эффективность электронного охлаждения путем наращивания плотности электронного пучка ограничено эффектами пространственного заряда электронов, среди которых наиболее существенны два.

1) Провисание потенциала в электронном пучке [2] приводит к возникновению поперечного градиента продольных скоростей $d v_{||}^e / dr$. Для устойчивости продольного движения протонов необходимо, чтобы [8]

$$\frac{d\psi_e}{dr} < \frac{v_0}{R_0 \gamma \delta^2}, \quad (3)$$

или

$$n_e < \frac{1}{R_0 \gamma} \cdot \frac{\beta^2 \delta}{2\pi r_e X},$$

где $R_0 \gamma$ - значение дисперсионной функции накопителя на участке охлаждения, R_0 - средний радиус орбиты протонов, X - смещение протонного пучка относительно оси электронного. Это ограничение плотности электронов можно уменьшить несколькими способами:

- уменьшением γ (в специальных структурах можно иметь $\gamma = 0$),
- введением на участке охлаждения поперечных электростатических полей квадрупольного типа, компенсирующих радиальную компоненту поля пространственного заряда электронов и соответствующую компоненту $d\psi_e/dr$,
- нейтрализацией пространственного заряда электронов ионами. Экспериментально изучался только третий из перечисленных методов (см. п. 7).

2) Пространственный заряд электронов действует своими полями на протоны аналогично аксиальной линзе, что приводит к возмущению фокусирующей системы накопителя. Соответственно, допустимый сдвиг частот бетатронных колебаний $\Delta \nu_e$ определяет ограничение плотности электронов:

$$\eta n_e \leq \frac{\gamma \Delta \nu_e \delta^3 \beta^2}{\pi r_p R_0^2}, \quad (4)$$

где $\beta = v_0/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Это ограничение скорее относится к пространственно неоднородным электронным пучкам, когда допустимое значение $\Delta \nu_e$ задано расстоянием до ближайшего резонанса и нелинейностью $\partial \nu_e / \partial a^2$, определяющей сдвиг бетатронных частот на размере электронного пучка a^2 .

Конечно, само получение предельных плотностей электронного тока, в свою очередь, связано с определенными трудностями, подробно рассмотренными в работе [9].

7. Нейтрализация пространственного заряда электронного пучка изучалась с точки зрения повышения эффективности электронного охлаждения. В описываемых экспериментах компенсация достигалась подачей положительного потенциала на разрезные кольцевые пикап-электроды, окружающие электронный пучок на входе и выходе участка охлаждения. При этом, однако, в образующихся электростатических пробках накапливались электроны и отрицательные ионы, что приводило к возникновению сильных колебаний потенциала, вызывавших сброс ионов из электронного пучка. Для создания устойчивой компенсации потребовалась очистка пробок поперечным электрическим полем, для чего между полукольцами пикап-электродов прикладывалась разность потенциалов.

Степень компенсации пространственного заряда электронного пучка измерялась по "эффекту увеличения" протонов [12]: если изменять энергию электронов (по потенциал катода электронной пушки U_e), то скорость протонов под действием охлаждения подстраивается к скорости электронов, и орбита протонного пучка сжимается или расширяется, пучок смещается. То же самое происходит при компенсации пространственного заряда электронов: потенциал внутри электронного пучка и, соответственно, энергия электронов возрастают. В экспериментах снималась зависимость между запирающим потенциалом пробок U и изменением потенциала катода ΔU_e , при котором равновесная орбита не расширяется (протонный пучок остается на месте). При токе электронов 300 мА (энергия протонов 65 МэВ) компенсация наступала, когда потенциал U достигал значения +450 В

(рис.6) - начиная с этого момента, протонный пучок не смещался с ростом потенциала запитывания.

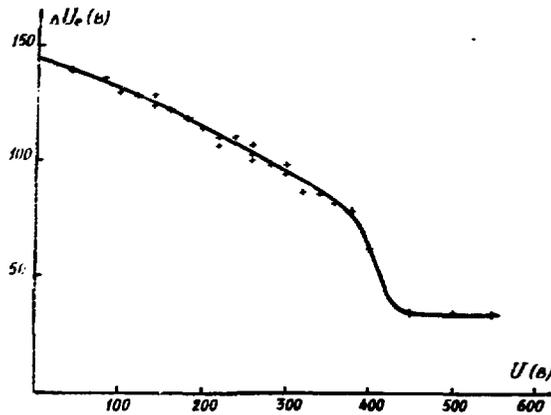


Рис.6. Зависимость изменения потенциала пучка от запитывающего потенциала

При охлаждении протонов закомпенсированным электронным пучком наблюдались биения размера протонного пучка, сопровождавшиеся сбросом части ионов из электронного пучка. Небольшая раскочка ионного шнура поперечным электрическим полем с частотой порядка 1 МГц устраняла эту неустойчивость. В этом случае декременты затухания совпадали с измеренными в отсутствие компенсации. Следует отметить, что при компенсации пространственного заряда ионами нельзя одновременно скомпенсировать электрическое и магнитное поля электронного пучка особенно для релятивистских энергий. Кроме того, при таком способе компенсации необходимы дополнительные усилия для обеспечения коллективной устойчивости пучка тяжелых частиц в присутствии ионов и электронов.

8. Эмпирические формулы (1), (2) фактически выражены через параметры пучков в сопутствующей системе. Поэтому описываемые ими экспериментальные данные могут быть использованы и для других энергий, если параметры пучков в сопутствующей системе находятся внутри экспериментально исследованной области.

Воздействие электронов на устойчивость движения протонов в накопителе удобно характеризовать сдвигом частоты $\Delta \nu_e$. Как показали эксперименты, предельное значение тока электронов на энергии 1,5 МэВ составляло 2 мА, а на энергии 65 МэВ - 600 мА, что отвечает примерно одинаковому значению $\Delta \nu_e \approx 10^{-2}$ при $\gamma_r \approx 1,15$, $\gamma_z \approx 1,35$.

В этой связи полезно записать соотношения (1,2) через допустимое значение сдвига бетатронных частот $\Delta \nu_e$. Используя принятые ранее обозначения:

$$\theta_1 = \Delta P_{\perp} / p_0, \quad \theta_{II} = \Delta P_{II} / p_0, \quad \theta_z = P_z / p_0, \quad (5)$$

с учетом преобразования в лабораторную систему из (1,2) получим:

$$\lambda = \frac{21 \epsilon_0 c \nu \Delta \nu_e}{\beta \gamma^2 R_0^2 [\alpha^2 + \theta_1^2 + 11 \theta_{II}^2 / \gamma^2] \sqrt{\theta_z^2 + \theta_1^2 + \theta_{II}^2 / \gamma^2}}, \quad (6)$$

$$\bar{F}_{II} = - \frac{12 M c^2 \epsilon_0 \nu \Delta \nu_e}{R_0^2 \sqrt{(\alpha/2)^2 + \theta_1^2 + \theta_{II}^2 / \gamma^2} \sqrt{(\theta_z/2)^2 + \theta_1^2 + \theta_{II}^2 / \gamma^2}}, \quad (7)$$

где M - масса протона.

Выпишем также следующее из (7) выражение для времени затухания энергетического разброса:

$$z^{-1} \approx - \frac{\overline{F_{II}}}{4P_{II}} = \frac{12 e c \gamma \Delta \gamma_e}{\beta \gamma R_0^2 \theta_{II} \sqrt{(\alpha/2)^2 + \theta_{II}^2 + \theta_{II}^2/\gamma^2} \sqrt{(\theta_L/2)^2 + \theta_{II}^2 + \theta_{II}^2/\gamma^2}} \quad (8)$$

Эта формула дает оценку z сверху, т.к. сила F_{II} в процессе охлаждения возрастает.

Соотношения (6)+(8) позволяют экстраполировать экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, в область высоких энергий и дать тем самым ответ на вопрос о зависимости эффективности электронного охлаждения от энергии частиц. Отметим, также, что ларморовская скорость электронов определяется, в основном, постоянным разбросом тепловых скоростей электронов на катоде, так что при ускорении θ_L падает с ростом энергии как $(\beta \gamma)^{-1}$. Поэтому, если разность скоростей $|\Delta v|$ мала по сравнению с v_L ($\theta_{II}, \theta_L \ll \theta_L$), что, в частности, реализовано в НАП-М, то время охлаждения бетатронных колебаний (λ^{-1}) растет с энергией только как γ , а время охлаждения энергетического разброса не изменяется. Так, в экспериментах на НАП-М получены примерно одинаковые декременты затухания как на энергии 1,5 МэВ, так и на энергии 65 МэВ при одинаковых углах θ_L .

Полученные результаты показывают возможность получения достаточно высокой эффективности охлаждения в широкой области энергии охлаждаемых частиц. Необходимо, однако, заметить, что для получения предельно малых времен затухания требуется, согласно (4), увеличение тока электронов как $\gamma^3 \beta^3$. Поэтому в области больших энергий величина тока может ограничиваться техническими возможностями. В этом случае в качестве $\Delta \gamma_e$ в (6)+(8) следует подставлять значение, отвечающее достигнутому току электронов, что означает более быстрое убывание декремента с ростом энергии.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность А.Ф.Буллушеву, А.П.Кулакову, Н.Х.Коту, В.П.Останину за помощь в проведении экспериментов и Я.С.Дербенёву за плодотворные обсуждения результатов экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И. Атомная энергия, 1967, 22, с.346.
2. Будкер Г.И. и др. Part. Accel., 1976, 7, p.197.
3. Будкер Г.И. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976, М.: Наука, 1977, т.1, с.236.
4. Дербенёв Я.С., Скринский А.Н. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977, Серпухов, 1977, т.1, с.516.
5. Диканский Н.С. и др. Труды десятой Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977, Серпухов, 1977, т.1, с.510.
- Диканский Н.С., Паркомчук В.В., Пестриков Д.В. Влияние радиально-продольной связи на эффективность электронного охлаждения. Доклад на настоящем совещании, том I.
6. Budker G.I. et al. CERN 77-08, pt. A, P.S.Division, Geneva, 13 April, 1977.

7. Будкер Г.И. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977. Серпухов, 1977, т.1, с.498.
8. Дербенёв Я.С., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР 255, Новосибирск, 1968; *Part. Acc.* 1977, 8, № 1.
9. Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Салимов Р.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 72-70, Новосибирск, 1970; CERN 77-08, pt. B, P.S.Division, Geneva, April, 1977.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНО-ПРОДОЛЬНОЙ СВЯЗИ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Н.С.Диканский, В.В.Пархомчук, Л.В.Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР

Обнаружение в экспериментах на НАП-М^{1/2} эффекта ускоренного затухания бетатронных колебаний протонов побудило провести более внимательный анализ влияния особенностей движения охлаждающих и охлаждаемых частиц на скорость электронного охлаждения. Наиболее существенным фактором оказалась значительная сплюснутость распределения электронов по скоростям: разброс продольных (по отношению к сопровождающему магнитному полю) скоростей $\Delta_{||}$ существенно меньше разброса поперечных скоростей $\Delta_{\perp} \gg \Delta_{||}$. В работе^{2/2} было показано, что при достаточной однородности сопровождающего магнитного поля это обстоятельство может значительно увеличивать декременты колебаний за счет усиления вклада далеких столкновений в передачу энергии протона электронам.

Другим фактором, приводящим к существенному увеличению декрементов бетатронных колебаний при малых $\Delta_{||}$, является перераспределение декрементов вследствие присущей ускорителям связи поперечного и продольного движения. Для оценки вклада этого эффекта в декременты поперечных колебаний рассмотрим максимально упрощенный случай охлаждения азимутально-однородного пучка протонов, движущегося в накопителе без $z-z$ связи:

$$z = z_0 + z_c = a \cos \phi + R_0 \psi \frac{\Delta P}{P_0}; \quad P_{\perp} = \frac{P_0}{R_0} \frac{dz}{d\theta}; \quad \Delta P = P - P_0,$$

$$\theta = \omega_2 t, \quad \phi = \omega_2 = \omega_3 \nu, \quad a^2 = \frac{P_0^2}{M^2 \omega_2^2} + (z - z_0)^2.$$

Здесь $2\pi R_0$ - периметр орбиты протона, s отмечает величины на равновесной траектории, M - масса протона, ψ - дисперсионная функция накопителя.

Нас будет интересовать ситуация, далекая от теплового равновесия, когда вкладом диффузионных процессов в скорость изменения амплитуд радиальных бетатронных колебаний можно пренебречь. При этом

$$\frac{da^2}{dt} = \left\langle \frac{\partial a^2}{\partial P_{\perp}} F_x \right\rangle + \left\langle \frac{\partial a^2}{\partial \Delta P} F_{||} \right\rangle = -\lambda_0 a^2 - \frac{2R_0 \psi}{P_0} \langle z_0 F_{||} \rangle, \quad (I)$$

F_x и $F_{||}$ - соответственно радиальная и продольная компоненты силы трения, скобки $\langle \rangle$ означают усреднение вдоль орбиты протона, $\lambda_0 a^2$ - мощность трения в отсутствие радиально-продольной связи.

Для вычисления второго слагаемого в (I) необходимо явным образом задать $F_{||}(z)$. В отсутствие ВЧ-поля на орбите электронное охлаждение приводит к быстрому (по сравнению с декрементами поперечных колебаний) выравниванию средних скоростей пучков. При этом $\langle z_0 F_{||} \rangle$ будет отлично от нуля лишь при наличии на орбите радиального градиента продольных скоростей электронов $F_{||} = F_{||}^p - v_{||}^e(z)$.

Как будет видно из дальнейшего, описываемый нами эффект особенно велик, когда поперечные скорости протонов $v_{\perp}^p < \Delta_{\perp}$. Поэтому для упрощения расчетов мы воспользуемся наиболее простым выражением для продольной силы трения

$$F_{||} = -F_0 \left[\frac{u_{||}}{\sqrt{\Delta_{\perp}^2 + u_{||}^2}} - \frac{u_{||}}{\sqrt{\Delta_{\perp}^2 + u_{||}^2}} \right], \quad u_{||} = v_{||}^p - v_{||}^e(z), \quad (2)$$

отвечающим, в пределе $\Delta_n \rightarrow 0$, функции распределения электронов по скоростям

$$f_e(v_{\perp}) = \begin{cases} (\pi \Delta_n^2)^{-2} & , |v_{\perp}^e| < \Delta_n \\ 0 & , |v_{\perp}^e| > \Delta_n \end{cases} \quad (2a)$$

Это выражение еще удобно и тем, что оно достаточно хорошо параметризует экспериментальные данные по измерению $F_{||}$ на НАИ-1^{3/}. Параметр F_0 , определяющий максимальное значение $F_{||}$, вообще говоря, зависит от взаимной ориентации протонного и электронного пучков и от распределения поперечных скоростей электронов. В настоящей работе мы будем считать F_0 эмпирическим параметром, характеризующим свойства электронного пучка.

Полагая на равновесной орбите $v_{||}^e = v_s + v'z$, с учетом (2), для $\langle z_0 F_{||} \rangle$ получим

$$\langle z_0 F_{||} \rangle = \eta \frac{F_0 v' a^2}{2} \left[\frac{\alpha_{||}}{\sqrt{\Delta_n^2 + (v'a)^2}} - \frac{\alpha_{\perp}}{\sqrt{\Delta_n^2 + (v'a)^2}} \right], \quad (3)$$

где η - доля орбиты протона, занятая электронным пучком. Факторы $\alpha_{||}$, α_{\perp} равны

$$\alpha_{\alpha} = F(1/2; 1/2; 2; \frac{z_{\alpha}}{1+z_{\alpha}}), \quad z_{\alpha} = (v'a/\Delta_n)^2, \quad \alpha = ||, \perp$$

гипергеометрическим функциям $z_{\alpha}/(1+z_{\alpha})$, во всей области изменения аргумента меняются в пределах $1 \leq \alpha_{\alpha} \leq 4/\pi^2$, поэтому ниже мы положим $\alpha_{||} = \alpha_{\perp} = 1$.

С учетом (3) мы можем переписать (1) в виде

$$\frac{da^2}{dt} = -2\lambda a^2,$$

где λ - формально определенный декремент бетатронных колебаний

$$\lambda = -\frac{1}{2a^2} \frac{da^2}{dt} = \lambda_0 + \frac{R_0 \psi F_0 v' \eta}{2\beta} \left[\frac{1}{\sqrt{\Delta_n^2 + (v'a)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\Delta_n^2 + (v'a)^2}} \right]. \quad (4)$$

Видно, что в области $v' > 0$ перераспределение декрементов приводит к увеличению скорости затухания. При этом, однако, для одновременного затухания продольного и радиального движения необходимо выполнение условия^{4/}

$$v' < v_s / R_0 \psi. \quad (5)$$

В настоящей работе нас будет интересовать второе слагаемое в (4). Свойства λ_0 достаточно подробно изучались в работах /2/, /4/ и потому здесь обсуждаться не будут.

Благодаря сильной нелинейности $F_{||}$ вклад $\delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ уже при весьма малых скоростях протонов $v_{\perp}^p > \Delta_n v / R_0 |v'|$ начинает убывать, как $1/a$, а декремент колебаний не зависит от величины градиента продольных скоростей электронов v' . Следует, однако, отметить, что если электронный пучок имеет конечный радиус R_e , а протонный пучок помещен вблизи края электронного $|R_e - R_p| \ll a$, то $\delta\lambda$ в (4) домножается на фактор порядка $|R_e - R_p|/a$, учитывающий время пребывания протона в электронном пучке. При этом, $\delta\lambda$ спадает с ростом a как $1/a^2$.

Отметим еще, что спад $\delta\lambda$ при увеличении Δ_n (при постоянном a) начинается примерно в $v'R_0/v$ раз раньше, чем при эквивалентном увеличении v_{\perp}^p .

Зависимость декремента $\delta\lambda$ от энергии протона определяется конкретными условиями: если, например, говорить об охлаждении пучка с достаточно большой угловой расходимостью ($\theta_p = \Delta p_{\perp}/p$) $\theta_p \gg \Delta_n v / R_0 |v'|$, то из (4) имеем

$$\delta\lambda = \frac{\psi F_0 \eta}{2\gamma\beta M c \theta_p} \cdot \frac{v'}{|v'|}, \quad (6)$$

$$\beta = v/c, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Одной из причин появления градиента продольных скоростей v' на орбите может быть провисание потенциала в электронном пучке. Так, в круглом пучке, движущемся по оси вакуумной камеры, устанавливается распределение продольных скоростей с градиентом

$$v' = \frac{2\tilde{n}n\tau_e c}{\gamma^3\beta} R_b, \quad (7)$$

где n - плотность электронов, $\tau_e = e^2/mc^2$ - классический радиус электрона, R_b - расстояние между центрами электронного и протонного пучков. В этом случае существует ограниченная область R_b , в которой происходит одновременное затухание поперечного и продольного движения:

$$0 < R_b < \frac{\tilde{n}^3\beta^2}{2\tilde{n}n\tau_e R_0\psi}, \quad (5a)$$

причем с ростом плотности электронов n эта область сужается.

Обращает также на себя внимание то, что при изменении положения протонного пучка зависимость декремента от тока электронов может меняться от линейной до квадратичной.

Возможны, конечно, и другие источники появления градиента продольных скоростей электронов на орбите. Однако здесь за недостатком места мы их обсуждать не будем.

Хотелось бы подчеркнуть, что рассмотренный эффект является весьма сильным (оценка декремента по формуле (4) для характерных параметров эксперимента на НАП-М^{1,3/}: $R_0\psi = 600$ см, $F_0 = 7,5 \cdot 10^{-3}$ эВ/см при токе электронного пучка $I_e = 0,3$ А, $\gamma = 0,02$, $\beta = 0,35$ дает, например, при $\theta_p \approx 4 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta_n \rightarrow 0$, $\delta\lambda \approx 10$ с⁻¹). К тому же, перечисленные свойства декрементов во многом качественно согласуются с наблюдаемыми в экспериментах НАП-М^{1,3/}.

В этой связи можно было бы предположить, что наблюдаемое на НАП-М ускоренное затухание поперечных колебаний в основном связано с связи этих степеней свободы с продольным движением. В такой модели свойства электронного пучка описываются через непосредственно измеряемую величину - продольную силу трения $F_{||}$. Если для $F_{||}$ использовать выражение, достаточно точно аппроксимирующее экспериментальные данные, а в качестве градиента v' использовать (7), то значения декрементов, вычисленные в рамках такой модели, находятся в количественном согласии с данными, полученными в экспериментах по охлаждению протонов электронным пучком с нескомпенсированным пространственным зарядом^{3/}. При этом, правда, вызывает определенные трудности интерпретация данных, полученных при работе с нейтрализованным пучком электронов. Последний вопрос подробно обсуждается в докладе^{3/}.

Для приложений важно, конечно, иметь возможно более широкую область с ускоренным затуханием. Из результатов работы видно, что помимо усовершенствования оптической системы установки с электронным пучком, необходимо также правильным образом распределить электрические поля на участке охлаждения. В частности, для этого может оказаться необходимым окружать электронный пучок системой электродов с таким распределением потенциала, чтобы в желаемой области выполнялось условие (5).

Авторы благодарны А.Н.Скринскому, Я.С.Дербеневу, И.Н.Мешкову за полезные обсуждения и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И., Булушев А.Ф. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976. т.1, 236, Москва, 1977.
2. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Труды I Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1977, т.1, 516. Серпухов, 1977.
3. Диканский Н.С., Кононов В.И. и др. Изучение быстрого электронного охлаждения. Доклад на настоящем совещании, том I.
4. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Part.Ass., v. 8, No. 1, 1977. Препринт 255, ИФ СО АН СССР, Новосибирск, 1968.

ПРОДОЛЬНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ, ДВИЖУЩЕГОСЯ В НАКОПИТЕЛЕ
С ЭЛЕКТРОННЫМ ОХЛАЖДЕНИЕМ

Н.С.Диканский, Д.В.Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР

Возможность достижения в накопителях с электронным охлаждением стационарных состояний пучка с весьма малым разбросом импульсов ($\Delta p_{||}/p \sim \Delta p_{\perp}/p \sim 10^{-5}$), а также наличие механизмов быстрого охлаждения придадут ряд специфических особенностей характеру развития коллективных процессов в таких машинах. В настоящем докладе мы коротко изложим результаты исследования коллективной продольной неустойчивости охлажденного азимутально-однородного протонного пучка, полученные в более подробной работе авторов ^{/1/}. Такая задача интересна в двух отношениях. Во-первых, продольные неустойчивости азимутально-однородного пучка могут проявляться наиболее рано из-за квадратичной зависимости порогового тока от разброса импульсов ^{/2/} и непосредственно ограничивать величину тока в накопителях с электронным охлаждением; а во-вторых, в связи с тем, что измерение скорости затухания коллективных мод пучка может быть использовано для определения разброса импульсов в пучке (см., например, ^{/3/}).

I. Пусть $f(\theta, p, t)$ - функция распределения протонов по азимуту θ и отклонениям импульса от равновесного значения p . Она удовлетворяет кинетическому уравнению

$$\partial f / \partial t + \omega_c(p) \partial f / \partial \theta + e E_{||}(\theta, t) \partial f / \partial p = \frac{e}{2} (\lambda p f + \frac{d}{dt} \frac{\partial f}{\partial p}) \equiv st[f], \quad (1)$$

$\omega_c(p)$ - частота обращения, $E_{||}$ - продольная компонента электрического поля, наведенного пучком. Стационарному состоянию пучка отвечает функция распределения, обращающая в нуль st -член $st[f_{st}] = 0$ и не зависящая от азимута θ , а нормальным коллективным модам в (1) отвечают гармоники распределения f по азимуту

$$f(\theta, p, t) = f_{st}(p) + \sum_{k \neq 0} f_k(p, \omega) e^{ik\theta - i\omega t}. \quad (2)$$

Влияние столкновений на характер затухания коллективных мод может быть проиллюстрировано на примере затухания мод пучка малой интенсивности ($E_{||} \rightarrow 0$). Пусть $f_k(p, t=0)$ - начальное значение гармоник функции распределения f . Тогда затухание гармоник плотности

$$n_k(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dp f_k(p, t) \quad \text{определяется соотношением /1/:$$

$$n_k(t) = \int_{-\infty}^{\infty} dp f_k(p, t=0) \exp[-i \frac{k\omega p}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) - \frac{k^2 \delta \omega^2}{\lambda^2} \psi(\lambda t)], \quad (3)$$

где $\omega' = d\omega/dp$, $\delta \omega = \omega' \Delta p_{st}$ - разброс частот обращения, а функция $\psi(\lambda t)$ есть:

$$\psi(x) = \frac{x}{2} + \frac{1 - e^{-2x}}{4} - 1 + e^{-x}.$$

Отсюда видно, что на малых временах $\lambda t \ll 1$ зависимость $n_k(t)$ от времени определяется начальным разбросом частот и видом функции распределения $f_k(p, t=0)$:

$$n_k(t) \approx \int_0^\infty dp f_k(p, t=0) \exp(-ik'pt).$$

Однако для времен, больших времени релаксации $\lambda t \gg 1$, гармоники $n_k(t)$ затухают экспоненциально с декрементом $\kappa^2 \delta \omega^2 / \varepsilon \lambda$ независимо от формы начального распределения по импульсам. В этом предельном случае, как можно видеть из (3), $n(\theta, t)$ удовлетворяет диффузионному уравнению

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\delta \omega^2}{2\lambda} \frac{\partial^2 n}{\partial \theta^2}, \quad (4)$$

и затухание гармоник плотности $n(\theta, t)$ обязано не расфазировке, а диффузии азимутального положения частиц с коэффициентом диффузии $\sim \delta \omega^2 / \lambda$. Для накопителей с электронным охлаждением наиболее характерна ситуация, когда $\delta \omega \ll \lambda$. Поэтому в охлажденном пучке время существования гармоник плотности может существенно превышать $\delta \omega^{-1}$.

2. Задача нахождения спектра коллективных колебаний пучка конечной интенсивности сводится, как известно, к решению уравнения (I) в линейном приближении по отклонению от стационарного распределения f_{st} . Окончательный результат можно сформулировать в виде дисперсионного уравнения, определяющего собственные частоты колебаний ω :

$$1 = -i\zeta \frac{e^2}{q} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-q)^m}{m!} \frac{\lambda(q+m)}{\Delta \omega + i\lambda(q+m)}, \quad (5)$$

где $\Delta \omega = \omega - \kappa \omega_s$, $q = \kappa^2 \delta \omega^2 / 2\lambda^2$, $\zeta = (eI Z_k \kappa^2 \omega') / (\lambda^2 R_0) = \Omega_k^2 / \lambda^2 = I(U+iV) / \lambda^2$,

e - заряд протона, I - ток пучка, $2\pi R_0$ - периметр орбиты, Z_k - импеданс внешней системы, с которой взаимодействует пучок.

Уравнение (5) отличается от обычно используемого дисперсионного уравнения тем, что благодаря дискретности спектра невозмущенного движения ($\Delta \omega = -im\lambda - i\kappa^2 \delta \omega^2 / 2\lambda$, $m=0, 1, \dots; I \neq 0$) правая часть (5) является аналитической функцией во всей плоскости комплексной переменной $\Delta \omega$. Поэтому спектр коллективных колебаний также является дискретным и, в частности, можно показать, что сумма декрементов коллективных мод положительна и равна сумме декрементов мод в отсутствие наведенных полей I .

Отметим, что дисперсионному уравнению (5), строго говоря, отвечает отсутствие у коллективных мод затухания Ландау: при конечном трении стабилизация неустойчивостей, обязанных коллективному взаимодействию, происходит за счет трения и диффузии гармоник плотности.

Реально это, однако, не совсем так. Как видно из (3), спектр наведенных полей сохраняет непрерывность $\omega \approx \kappa \omega_s(p)$ в течение времени порядка λ^{-1} . Поэтому, если разброс частот в пучке $\delta \omega$ велик по сравнению с λ ($\delta \omega \gg \lambda$), влияние столкновений на коллективный спектр несущественно, и (5) переходит в известное дисперсионное уравнение [2]:

$$1 = \frac{2eIZ_k \kappa^2 \omega'}{\sqrt{\pi} R_0 |\kappa \delta \omega|^3} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon d\varepsilon \exp(-\varepsilon^2 / \kappa^2 \delta \omega^2)}{\Delta \omega - \varepsilon} + O(\lambda / \delta \omega). \quad (5a)$$

В обратном предельном случае $\delta \omega \ll \lambda$, наиболее характерном для накопителей с электронным охлаждением, стабилизация низкочастотных мод ($|\kappa \delta \omega| \ll \lambda$) обязана трению и диффузии гармоник плотности, а стабилизация высокочастотных мод ($|\kappa \delta \omega| \gg \lambda$) - затуханию Ландау.

3. Характер коллективного движения определяется соотношением параметров Ω_k , λ , $\delta \omega$. Чтобы избежать необходимости привлечения численного анализа, рассмотрим наиболее интересный для приложений случай, когда разброс $\delta \omega \ll \lambda$.

Удерживая в (5) старшие по $\delta\omega/\lambda \ll 1$ члены, для декрементов $\delta = -Im\omega$ найдем:

$$\delta = \frac{\lambda}{2} + \frac{\kappa^2 \delta\omega^2}{2\lambda} \pm \sqrt{\frac{1}{2} \left\{ \sqrt{(IU - \lambda^2/4)^2 + I^2 V^2} + \frac{\lambda^2}{4} - IU \right\}}. \quad (6)$$

Из (6) легко получить условие устойчивости ($\delta > 0$) коллективных мод

$$IU + \frac{\kappa^2 \delta\omega^2}{2} > \frac{I^2 V^2}{\lambda^2}, \quad (7)$$

определяющее границу области устойчивости в плоскости $U + iV$.

При этом величина порогового тока неустойчивости определяется выражением:

$$I_{th} = \frac{\lambda^2 U}{2V^2} + \frac{\lambda^2 |U|}{2V^2} \sqrt{1 + 2 \frac{\kappa^2 \delta\omega^2}{\lambda^2} \frac{V^2}{U^2}}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что наиболее опасным является взаимодействие пучка со слабо диссипативными системами $|V/U| \ll \lambda/\delta\omega$, такое, когда $U < 0$. Величина I_{th} в этом случае квадратично зависит от разброса

$$I_{th} = \frac{1}{2} \left(\frac{Mc^2}{e} \right) \left(\frac{\Delta P}{P} \right)^2 \beta^2 \left| \frac{\eta}{Re Z_k} \right| \quad (9)$$

и потому может быть особенно мала ($\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\beta^2}$,

δ_t - отвечает критической энергии. С ростом U величина порогового тока увеличивается.

При применении полученных результатов следует иметь в виду два обстоятельства. Во-первых, при охлаждении пучка до весьма малых поперечных размеров величина разброса по импульсам в протонном пучке может увеличиваться за счет взаимного рассеяния протонов с передачей энергии поперечных колебаний в продольное движение $^{1/4}$. Этот эффект при больших токах дает увеличение разброса частот, как $\delta\omega \sim I^{1/3}$. Во-вторых, для получения по возможности более реалистических оценок величин пороговых токов и инкрементов неустойчивостей следует учесть также, что в охлаждающем электронном потоке разброс продольных скоростей электронов $\Delta_{||}$ существенно меньше разброса поперечных скоростей ($\Delta_{||} \ll \Delta_{\perp}$). При этом, хотя продольная компонента силы трения не является линейной функцией ρ , полученные выше результаты остаются качественно верными, если заменить λ на величину

$$\lambda \rightarrow \tilde{\lambda} = - \frac{\langle Fv \rangle_m}{2v_e \Delta P} \quad (10)$$

($\langle Fv \rangle_m$ - максимальное значение мощности продольной силы трения, $\langle \rangle$ - усреднение вдоль орбиты протона), отвечающую времени релаксации $\tilde{\lambda}^{-1}$ распределения протонов по продольным скоростям с учетом сплюснутости распределения электронов. Увеличение разброса ΔP за счет эффектов внутреннего рассеяния будет приводить, таким образом, к уменьшению декрементов $\tilde{\lambda} \sim I^{-1/3}$. Поэтому для предельно больших токов, когда разброс $\delta\omega$ сравнивается с λ , влияние столкновений на коллективную устойчивость падает, а стабилизация неустойчивостей будет обязана затуханию Ландау (например, для параметров НАП-М^{3/} $\delta\omega$ превышает $\tilde{\lambda}$, начиная с $I \approx 3+4$ МА).

4. Применим полученные результаты к вычислению величины разброса по импульсам в охлажденном пучке по данным измерения времени затухания первой гармоники плотности протонного пучка. Такие измерения проводились в недавней серии экспериментов на НАП-М^{3/}. С учетом сплюснутости распределения электронов по скоростям для времени затухания первой гармоники \mathcal{T} из (6) получим:

$$\tau^{-1} = \gamma \eta^2 \omega_s^2 \frac{Mc^2}{\langle Fv \rangle} \left(\frac{\Delta P}{P} \right)^3 + \frac{2eIZ\omega_s \eta}{\langle Fv \rangle} \frac{\Delta P}{P}. \quad (II)$$

Измерение времени затухания проводилось в диапазоне токов $I = 4-40$ мкА. В этом диапазоне увеличение разброса по импульсам за счет эффектов внутреннего рассеяния довольно хорошо описывается формулой:

$$\frac{\Delta P}{P} = \left(\frac{\Delta P}{P} \right)_0 + 5 \cdot 10^{-7} I (\mu\text{кА})$$

(пучок предполагается круглым с радиусом $a_p = 2,5 \cdot 10^{-2}$ см). Методом наименьших квадратов для величины разброса $(\Delta P/P)_0$ при нулевом токе пучка и импеданса связи Z были получены значения

$$\left(\frac{\Delta P}{P} \right)_0 = 3 \cdot 10^{-5}, \quad Z = 770 \text{ Ом.}$$

Такое значение импеданса совпадает с импедансом круглой камеры радиуса $b = 3,5$ см по отношению к пучку радиуса $a_p = 2,5 \cdot 10^{-2}$ см.

Отметим, что экстраполяция τ^{-1} по формуле (II) в область малых токов $I \rightarrow 0$ дает значение $(\Delta P/P)_0$ на порядок большее, чем получается из простой формулы $\tau \approx \delta \omega^{-1}$.

Авторы благодарны В.В.Пархомчуку за многочисленные критические замечания, а также А.Н.Скринскому, Я.С.Дербенёву и И.Н.Мешкову за полезные обсуждения и интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ 78-31, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1978.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. ЦЕРН, II5, 1959. С.Е.Nielsen, А.М.Sessler, К.Р.Супон, там же, стр. 239, 239.
3. Будкер Г.И., Булушев А.Ф. и др. Труды X Международной конф. по уск. зар. част. т.1, 498, Серпухов, 1977.
4. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ 77-37. ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1977.

ВОЗМОЖНОСТИ СТОХАСТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Я.С.Дербенев, С.А.Хейфец

Институт ядерной физики СО АН СССР

Доклад посвящен определению достижимых декрементов затухания, изучению эффектов, определяющих равновесные размеры пучка при использовании метода стохастического охлаждения Ван-дер-Меера^[1], а также пути его оптимизации. Охлаждение возникает, когда наведенный пучком в следящем пикапе сигнал после его усиления и нужной задержки воздействует на пучок в управляющем элементе (kicker). Существенно, что нужно учитывать не только полезный одночастичный эффект, но также и взаимное влияние частиц. В результате максимально достижимый декремент оказывается ограниченным. Взаимодействие между частицами в рассматриваемом методе охлаждения происходит через внешнюю усилительную систему, так что система частиц неконсервативна. Последовательное описание такой системы может быть основано на кинетическом уравнении, учитывающем неэрмитовость воздействия $V(a, b) \neq V(b, a)$; $a, b = 1, 2, \dots, N$. В случае, когда можно пренебречь резонансами (см. ниже), оно имеет вид^[2]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_n \left(\bar{n} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \right) \frac{\sum_n V_{nn}(x, \bar{x})}{|\epsilon_n|^2} f(x) = \mu S t. \quad (1)$$

Здесь $f(x, t)$ - нулевая гармоника функции распределения, $V_{nn}(x, \bar{x})$ - фазовая гармоника взаимодействия $V(1, 2)$; I - действие (квадрат амплитуды), канонически сопряженное фазе колебаний θ . Величина ϵ_n :

$$\epsilon_n(\eta) = 1 + i\pi N \int d\eta_2 \delta[\bar{n}\omega_2 - \bar{n}\omega] V_{nn}(x, \bar{x}) \cdot \bar{n} \frac{\partial f}{\partial x_2} \quad (2)$$

играет роль, аналогичную диэлектрической проницаемости в плазме, $\eta = \rho - \rho_s$, ρ_s - равновесный импульс. Существенная здесь зависимость частот от импульса предполагалась линейной.

Правая часть (1) соответствует обычному столкновительному члену, который дает лишь перераспределение декрементов. Второй член слева в (1) связан с неэрмитовостью взаимодействия и определяет декременты затухания. При $|\epsilon_n| = 1$ он описывает одночастичный эффект затухания, возникающий вследствие взаимодействия частицы. Отличие $|\epsilon_n|$ от единицы связано с взаимным влиянием частиц. Это отличие будет существенно, когда декремент становится порядка расстояния по частоте между эффективно взаимодействующими частицами. При фиксированном коэффициенте усиления декремент падает с ростом числа частиц N как N^{-2} . При фиксированном N существует оптимальный коэффициент усиления - соответствующий ему предельно достижимый декремент затухания. Демпфирование поперечных колебаний. Из ф. (1) легко получить, что при постоянном во времени распределении по импульсам затухание бетатронных колебаний происходит экспоненциально по времени с декрементом

$$\lambda_L = \alpha e^2 / \chi_2 \rho_s \epsilon_2^2. \quad (3)$$

Здесь ν_{\perp} - число бетатронных колебаний, ρ_{\perp} - величина, определяющая поперечный градиент поля в пикапе (ρ_{\perp} порядка поперечного размера пикапа).

Предельное значение λ_{\perp} определяется условием $|\epsilon_m| = 1$, что дает:

$$\lambda_{\perp} < \lambda_{\perp \max} = \frac{\Delta\omega}{\pi N \theta_0^2}, \quad (4)$$

где $\Delta\omega$ - разброс частот обращения; θ_0 - параметр, определяемый или азимутальной длиной, на которой эффективно взаимодействие между частицами (т.е. длиной пикапа $\theta_0 = \rho_{\perp}/R$), или шириной полосы пропускания усилителя η_0 (так что гармоники сигнала с частотой $n\omega_0$ при $n > \eta_0$ не усиливаются):

$$\theta_0 = \max(\rho_{\perp}/R; \eta_0^{-1}).$$

Условие $\lambda_{\perp} < \lambda_{\perp \max}$ по порядку величины совпадает с условием устойчивости когерентных колебаний.

Отличие выражения (4) от оценки Ван-дер-Меера (на фактор $\omega\theta_0/\Delta\omega$) связано с учетом сохранения фазовых корреляций на много оборотов в противовес сделанному им предположению. Однако при оптимальном выборе величины

$$\theta_0 \sim \theta_{0 \min} \approx \frac{L}{R} \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega}, \quad (5)$$

L - расстояние между пикапом и kicker'ом, отличие невелико. Сделать длину пикапа ρ_{\perp} меньше определяемой (5) нельзя, иначе часть частиц пройдет сквозь систему, не испытав её воздействия.

Декремент продольных колебаний связан с возбуждением поля неравновесной частицей на входе и выходе из пикапа

$$\lambda_p = \frac{\alpha \epsilon^2}{\beta_s \rho_{\perp}^2} \psi_n, \quad (6)$$

ψ_n - значение ψ -функции на пикапе. Демпфирование энергетического разброса имеет ту особенность, что с уменьшением разброса частот $\Delta\omega(q)$ взаимное влияние частиц усиливается (ϵ - растет). Поэтому затухание не имеет экспоненциального характера. В частности, если сигнал с пикапа для равновесной частицы не равен нулю, то затухание приводит к распределению с конечным, отличным от нуля равновесным размером. В противном случае амплитуда затухает до нуля (без учета шумов). Однако затухание имеет экспоненциальный характер лишь при большом начальном разбросе частот $\Delta\omega(0) \gg \Delta\omega_{kr} = N \lambda_p \cdot (\rho_{\perp}/R)^2$, и идет до $\Delta\omega_{kr}$. Затем среднеквадратичный разброс по импульсам уменьшается обратно пропорционально времени. Если начальный разброс мал, то затухание идет сразу обратно пропорционально времени. Оптимальным для демпфирования энергетического разброса оказывается значение декремента λ_p , равное

$$(\lambda_p)_{opt} = 4 \Delta\omega(0) / \pi N (\rho_{\perp}/R)^2. \quad (8)$$

При этом зависимость от времени $q = p - \beta_s$ имеет вид

$$\langle q^2(t) \rangle = \langle q^2(0) \rangle \cdot [1 + (\lambda_p)_{opt} \cdot t]^{-2}. \quad (9)$$

Система, демпфирующая энергетический разброс, может влиять на демпфирование поперечного движения. В оптимальном случае системы, демпфирующие разные степени свободы, должны быть независимыми.

Равновесный размер пучка связан с несколькими эффектами. Первый из них - возможность резонансов между частотами частицы 1 (создающий сигнал) и 2 (испытывающий воздействие в kicker'e) вида $\bar{n}_1 \bar{\omega}(1) = \bar{n}_2 \bar{\omega}(2)$ при $\bar{n}_1 \neq \bar{n}_2$. К конечному размеру пучка приводят резонансы с $(n_{\pm} \neq 1; n_{\pm} = 0$

$$\langle a_{\pm}^2 \rangle = \ell_{\pm}^2 \cdot (\lambda_c / \lambda_{\pm, \max}) \cdot \ln \left(\frac{\pi}{\theta_0} \cdot \frac{\delta \omega}{\delta \omega} \right)$$

при условии, что аргумент логарифма больше единицы. Здесь $\delta \omega$ - расстройка частоты ω_{\pm} от ближайшего целого резонанса. Эффект уменьшается с уменьшением $\Delta \omega$. Другой способ воздействия - выбор следящего пикапа таким, чтобы сигнал с него отсутствовал для равновесной частицы. Тогда $\langle a_{\pm}^2 \rangle$ будет определяться точностью выставления такого пикапа.

Вторым дефектом являются термодинамические флуктуации поля в следящем пикапе $\langle i^2 \rangle = \epsilon \pi T \ell_{\pm}^{-3}$, где T - температура пикапа (или согласующего элемента) в энергетических единицах, определяющие размер пучка порядка

$$\langle a_{\pm}^2 \rangle \approx \alpha \left(\frac{T \theta_0}{V_r E_s} \right) R^2. \quad (10)$$

Наконец, если существенны собственные шумны усилителя, то они должны быть учтены дополнительно.

Оптимизация метода сводится к ослаблению взаимного влияния частиц при сохранении эффекта самодостаточности. Для этого желательно уменьшить продольные размеры пикапа до величин θ_{min} (см. ф. (5)). Т.к. $\ell_n \geq \ell_{\pm}$, то это может потребовать уменьшения поперечных размеров пикапа ℓ_{\pm} , что накладывает ограничение на величину ψ - функции на пикапе (на размер пучка) $\psi_n < \frac{\psi}{R} < \psi$. Одновременно необходимо соответствующее уменьшение β - функции на пикапе.

Влияние флуктуаций поля можно уменьшить, увеличивая число n пар пикап-кicker на орбите и соответственно уменьшая коэффициент усиления α каждой пары. Поскольку фазовые корреляции сохраняются за много оборотов, вся система работает как одна пара с эффективным коэффициентом усиления $n\alpha$. Поэтому при $n\alpha = \text{const}$ максимально достижимый декремент $\lambda_{\pm, \max}$ не изменится, но эффект флуктуаций поля (10) ослабится в n раз. При этом подразумевается, что сигнал с пикапа должен передаваться только на "свой" kicker, иначе взаимное влияние частиц возрастет.

Отметим еще, что если охлаждение поперечных колебаний идет с $\lambda_{\pm, \max} \sim N^{-1}$, то время накопления не зависит от того, охлаждается ли пучок целиком или отдельными порциями, если полное число охлаждаемых частиц в обоих способах одинаково.

Задача о демпфировании полного фазового объема может быть решена двумя способами. В первом демпфируются сначала бетатронные колебания с $\lambda_{\pm, \max} \sim \omega / \beta$ а затем энергетический разброс по ф. (9). Во втором способе охлаждение идет параллельно по всем степеням свободы, а коэффициент усиления системы, демпфирующей бетатронные колебания, меняется в согласии с изменением ω / β , так что λ_{\pm} остается оптимальным. Время демпфирования в обоих способах, вообще говоря, одинаково.

Достижимые скорости демпфирования в рассматриваемом методе вряд ли могут достигнуть рекордных значений, уже полученных в методе электронного охлаждения. Однако метод Ван-дер-Меера может иметь преимущества при большом разбросе частот и, в особенности, при охлаждении ультрарелятивистских пучков. Целесообразность применения одного из методов должна зависеть от решаемой задачи. В целом ряде случаев оптимальным может стать применение стохастичес-

кого охлаждения на начальной стадии демпфирования с последующим переходом к электронному охлаждению.

Авторы признательны А.Н.Скринскому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Van-der-meer. CERN-PO-ISR /72-31/ 1972.
H.G.Hereward. Erice lectures, CERN, 77-13 (1977).
2. Дербенев Я.С., Кеффец С.А. Препринт ИЯФ 77-88 (1977).

СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЕ

И. С. Лербенев

Институт ядерной физики СО АН СССР

Одним из стохастических процессов, которые необходимо принимать во внимание при охлаждении и накоплении тяжелых частиц, является взаимное рассеяние частиц в пучке. Столкновительное взаимодействие наиболее существенно на конечной стадии охлаждения ввиду быстрого убывания времени внутренней релаксации с понижением температуры при заданном токе пучка. Например, если применяется электронное охлаждение, то при одинаковых средних по орбите плотностях электронного и протонного пучков в тепловом равновесии ($T = T_e$), время внутренней релаксации оказывается в $\sqrt{M/m}$ раз меньше времени охлаждения. Это происходит потому, что разброс скоростей протонов именно в $\sqrt{M/m}$ раз меньше эффективного разброса для электронов. Особенно интенсивным внутреннее рассеяние может быть при охлаждении заматчиленным потоком электронов при $T_{e1} \ll T_{e2}$ из-за малости эффективной температуры электронов и достижимых разброса скоростей и размеров протонного пучка ^{/5/}.

Столкновительная релаксация пучка без охлаждения рассматривалась рядом авторов, наиболее полно - в работе ^{/1/}, ряд формул содержится в сборнике ^{/2/}. Напомним основные результаты и приведем некоторые дополнительные оценки, основываясь на собственном подходе. Наиболее важной особенностью процесса релаксации является критическая зависимость его направленности от энергии частиц $E = \gamma M c^2$, связанная с возбуждением бетатронных колебаний при рассеянии с обменом энергией. Для иллюстрации рассмотрим столкновение двух частиц с первоначально радиальными противоположно направленными импульсами P_x в результате рассеяния (на 90°) полностью переходящими в продольные. При этом изменение суммы квадратов амплитуд радиальных бетатронных колебаний двух частиц будет равно (принимая приближение однородной фокусировки):

$$\Delta (a_{x1}^2 + a_{x2}^2) = \left(\frac{1}{v_x^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{1}{2} \left(\frac{P_x}{v_x \omega_b M} \right)^2, \quad (1)$$

где $v_x \omega_b$ - частота колебаний. Как видно, при $\gamma > v_x$ рассеяние приводит к увеличению амплитуд колебаний, вместо уменьшения, причем этот критерий совпадает с критерием неустойчивости отрицательной массы.

Более убедительные оценки и некоторые общие выводы можно сделать, исходя из кинетического уравнения с интегралом столкновений Ландау ^{/3/}:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \{ \mathcal{H}; F \} = g \frac{\partial}{\partial u} \int d^3 v' \frac{u^2 \tilde{\sigma}_{\alpha\beta} - u_\alpha u_\beta \left(\frac{\partial}{\partial v_\beta} - \frac{\partial}{\partial v'_\beta} \right) F(\vec{z}, \vec{v}') F(\vec{z}, \vec{v})}{u^3}, \quad (2)$$

где функция распределения $F(\vec{z}, \vec{v})$ и скорости \vec{v}, \vec{v}' , $\vec{u} = \vec{v} - \vec{v}'$ относятся к сопутствующей системе, L - кулоновский логарифм ($L \approx 10 \pm 15$), $g = 2\pi (ze)^4 L / \gamma M^2$. Наиболее важным является вопрос о равновесном распределении и о самом существовании такого распределения. В приближении однород-

ной фокусировки существует стационарное решение общего вида, тождественно обращающее в нуль интеграл столкновений и скобку Пуассона:

$$F_{st} \sim \exp \left\{ -\frac{\mathcal{H} - \omega_s \mathcal{P}_\theta}{T} \right\}, \quad (3)$$

где $\mathcal{H} = c\sqrt{p^2 + M^2 c^2}$ - гамильтониан, а $\mathcal{P}_\theta = z(p_\parallel + \frac{e}{c} A_\parallel)$ - канонический обобщенный импульс, интеграл движения (импульс p относится к лаб. системе). Комбинация $\mathcal{H} - \omega_s \mathcal{P}_\theta$ представляет собой гамильтониан в системе координат равнобежно частицы, имеющей частоту обращения ω_s . Для малых поперечных отклонений от орбиты $\omega_o = \omega_s$:

$$\mathcal{H}_c \equiv \mathcal{H} - \omega_s \mathcal{P}_\theta \approx \mathcal{E}_z + \mathcal{E}_x + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\gamma^2}{v_x^2}\right) M v_\parallel^2,$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_z &= \frac{1}{2} M v_z^2 + \frac{1}{2} M (\gamma v_z \omega_s z)^2, \\ \mathcal{E}_x &= \frac{1}{2} M v_x^2 + \frac{1}{2} M (\gamma v_x \omega_s)^2 \left(x - \frac{1}{v_x^2} \frac{v_\parallel}{\omega_s}\right)^2 \end{aligned} \quad (4)$$

- инварианты бетатронных колебаний. Из (3) и (4) следует, что нормированное распределение существует лишь при $\gamma < v_x$, а в обратном случае, очевидно, происходит необратимый самонагрев пучка. В устойчивом случае и при энергиях, не близких к критической, распределение по скоростям примерно изотропно в сопутствующей системе, а при $\gamma \rightarrow v_x$ продольный разброс относительно велик. Параметр T можно определить, воспользовавшись инвариантностью \mathcal{H}_c по отношению к интегралу столкновений:

$$T = \frac{2}{5} M \langle v_x^2 + (1 - \gamma^2/v_x^2) v_\parallel^2 \rangle = \frac{2}{5} \langle \mathcal{H}_c \rangle$$

(для режима с ВЧ-полем нужно заменить $\frac{2}{5} \rightarrow \frac{1}{3}$). Для оценок скорости расширения пучка при $\gamma > v_x$ определим средние производные с помощью (2):

$$\langle \dot{\mathcal{E}}_z \rangle \equiv \dot{T}_z = g \int d^3 v' d^3 v'' d^3 z' FF' \frac{u^2 - 3u_z^2}{u^3} \equiv g \left\langle \int d^3 v' F(\vec{v}', \vec{z}') \frac{u^2 - 3u_z^2}{u^3} \right\rangle, \quad (5)$$

$$\langle \dot{\mathcal{E}}_x \rangle \equiv \dot{T}_x = g \left\langle \int d^3 v' F(\vec{v}', \vec{z}') \left(\frac{u^2 - 3u_x^2}{u^3} + \frac{\gamma^2}{v_x^2} \frac{u^2 - 3u_\parallel^2}{u^3} \right) \right\rangle, \quad (6)$$

$$\langle \dot{\mathcal{E}}_\parallel \rangle = 2 \dot{T}_\parallel = g \left\langle \int d^3 v' F(\vec{v}', \vec{z}') \frac{u^2 - 3u_\parallel^2}{u^3} \right\rangle. \quad (7)$$

Из этих уравнений следует

$$\langle \dot{\mathcal{E}}_x \rangle = \langle \dot{\mathcal{E}}_x \rangle + \langle \dot{\mathcal{E}}_z \rangle = g \left(\frac{\gamma^2}{v_x^2} - 1 \right) \left\langle \int d^3 v' F(\vec{v}', \vec{z}') \frac{u^2 - 3u_\parallel^2}{u^3} \right\rangle, \quad (8)$$

наряду с сохранением среднего гамильтониана (4). Видно, что при значениях γ , значительно превышающих критическое $\gamma_{cr} = v_x$, происходит нагрев всех степеней свободы, с преобладающим возбуждением радиальных колебаний: $\langle \dot{\mathcal{E}}_z \rangle \approx \langle \dot{\mathcal{E}}_\parallel \rangle \approx (v_x/\gamma)^2 \langle \dot{\mathcal{E}}_x \rangle$. Зависимость размеров и продольной температуры от времени можно оценить, приняв соответственно $u_\parallel^2 \ll u_x^2$, $u_z^2 \ll u_x^2$ и

$$\langle \frac{d^2 v'}{dt^2} F(\vec{v}', \vec{z}) \rangle \approx \frac{n}{\gamma} \sqrt{\frac{M}{T_x}} \ln \sqrt{\frac{T_x}{M}} = \frac{N}{2\pi^2 R \gamma \sigma_x \sigma_z} \sqrt{\frac{M}{T_x}} \ln \sqrt{\frac{T_x}{M}}, \quad (9)$$

где σ_x, σ_z - размеры пучка:

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{T_x}{\gamma^2} + \frac{T_{||}}{\gamma^2} \right) / M \omega_s^2 v_x^2, \quad \sigma_z^2 = T_z / M (\gamma \omega_s v_z)^2. \quad (10)$$

Тогда из (5)-(7) получаем ($v_x \approx v_z \equiv v$):

$$\sigma_x \approx \left(\frac{10z^4 N L z_p R^2 c t}{2\pi A^2 \gamma^2 v^6 \beta^3} \ln \frac{\gamma}{v_x} \right)^{1/5}, \quad \sigma_z \approx \frac{v}{\gamma \sqrt{2}} \sigma_x, \quad \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{v^2}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_x}{R}. \quad (11)$$

Здесь z_p - классический радиус протона, ze и A - заряд и атомный вес частиц, $\beta^2 = 1 - \gamma^{-2}$. Формулы (9) предполагают, что изменения температур превышают их начальные значения.

Как видно, скорость пучка с течением времени довольно быстро затухает, что связано с падением резерфордского сечения с ростом разброса скоростей и, кроме того, с уменьшением плотности в процессе разогрева.

2. Кинетика пучка, охлаждаемого каким-либо способом, описывается уравнением

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \{ \mathcal{H}, F \} = (St)_{int} F - \frac{1}{\gamma} \frac{\partial}{\partial v_x} \left(\frac{f_x}{M} F - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \langle \Delta v_x \Delta v_p \rangle \frac{\partial F}{\partial v_p} \right), \quad (12)$$

где \vec{f} и $M^2 \frac{d}{dt} \langle \Delta v_x \Delta v_p \rangle$ - внешнее трение и диффузия импульса (для сопутствующей системы), $(St)_{int} F$ - правая часть уравнения (2).

Для электронного охлаждения типичной является ситуация, когда продольная температура электронов мала по сравнению с эффективной поперечной^{4, 5}, как в случае прямого ускорения электронов, так и в варианте циркулирующего (в частности, ультрарелятивистского) пучка. В равновесном состоянии трение для тяжелых частиц в электронном пучке можно считать линейной функцией скорости, а скорость рассеяния - постоянной и не зависящей от продольной температуры электронов. Предполагая также, что замкнутая орбита на участке взаимодействия пучков не зависит от энергии ($\psi = \frac{1}{p} \frac{dX}{d\rho} = 0$), можно получить следующие уравнения для парциальных температур:

$$\begin{aligned} \dot{T}_z &= -\lambda_{\perp} \left(T_z - \frac{1}{2} T_{e\perp} \right) + (\dot{T}_z)_{int}, \\ \dot{T}_x &= -\lambda_{\perp} \left(T_x - \frac{1}{2} T_{e\perp} \right) + (\dot{T}_x)_{int}, \\ \dot{T}_{||} &= -\lambda_{||} \left(T_{||} - \frac{\lambda_{\perp}}{\lambda_{||}} T_{e\perp} \right) + (\dot{T}_{||})_{int}, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\lambda_{\perp} = \frac{2z^2 n_e e^4 L_e \ell}{\gamma^2 m M v_{eT}^3 R}, \quad \lambda_{||} = \sqrt{\frac{T_{e\perp}}{T_{e||}}} \lambda_{\perp},$$

n_e - плотность пучка электронов, L_e - кулоновский логарифм для столкновения с электронами, ℓ - длина участка взаимодействия пучков. Из уравнений (13) следует, что внутреннее рассеяние может оказывать существенное влияние на процесс охлаждения при условии

$$\zeta \equiv (1 + \frac{\gamma^2}{\nu^2}) N \frac{z^2 L (\gamma+1) W}{2\pi^2 R^2 \nu^2} \sqrt{\frac{M}{2m}} (L_e n_e \ell T_{e1})^{-1} \geq 1, \quad (I4)$$

где $W = (\gamma-1)Mc^2$ - энергия частиц. Смысл условия простой: оно означает, что время внутренней релаксации для состояния, определяемого в одночастичном приближении параметрами электронного пучка, порядка или меньше времени электронного охлаждения для степеней свободы с наименьшим декрементом трения (в данном случае - для поперечных):

$$\lambda_{e1} < \frac{4\pi z^4 e^4 L n}{\gamma^2 \sqrt{M} T_{e1}^{3/2}} (1 + \frac{\gamma^2}{\nu^2}) \equiv \lambda_0. \quad (I5)$$

Оценим при условии (I4) равновесные температуры пучка, различая случаи охлаждения при энергиях ниже и выше критической.

1) $\gamma < \gamma_{cr} = \nu$. В этом случае внутреннее рассеяние стремится лишь термализовать равновесное распределение ($T_{\perp} \approx T_{e1}$, $T_{\parallel} \approx \sqrt{T_{e1} T_{e\parallel}}$). Важно, однако, что для термализации не требуется условие $\lambda_0 \gg \lambda_{e1}^*$, а достаточно всего лишь $\lambda_0 \geq \lambda_{e1}^*$, так как при уменьшении поперечной температуры (и размеров) пучка скорость внутренней релаксации возрастает (в то время как мощность внешнего трения падает), и процесс принимает характер коллапса, который прекращается, когда поперечная температура сравнивается с продольной; при этом устанавливается распределение (3). С помощью уравнения (I2) нетрудно найти при этом температуру T_s :

$$T_s = \frac{1}{2} \langle \frac{d}{dt} M (\Delta \vec{v})^2 \rangle / \sum \lambda \approx 3 \sqrt{T_{e1} T_{e\parallel}}, \quad (I6)$$

т.е. равновесная температура по всем направлениям лишь в три раза превосходит продольную температуру, определенную без учета внутреннего рассеяния.

Таким образом, внутреннее рассеяние при энергиях ниже критической может играть положительную роль, усиливая демпфирование степеней свободы со слабым трением. Однако при изотропии трения, но резкой анизотропии диффузии $\frac{d}{dt} \langle (\Delta \vec{v})^2 \rangle$ его роль будет, очевидно, отрицательной, хотя процесс термализации здесь не столь резко выражен из-за убывания плотности при нагреве "холодных" степеней свободы.

2) $\gamma > \gamma_{cr} = \nu$. При этом процесс охлаждения будет останавливаться при температурах, когда мощность трения сравнивается со скоростью диффузии пучка вследствие внутреннего рассеяния. По условию (I4) для $\zeta \gg 1$ диффузией на электронах в уравнении для T_x можно пренебречь, и тогда из уравнений (I3) получаем:

$$\begin{aligned} T_{xs} &\approx (\zeta \gamma / \nu)^{2/5} T_{e1}, \\ T_{zs} &\approx \max \{ (\nu / \gamma)^2 T_{xs}, T_{e1} \}, \\ T_{\parallel s} &\approx \sqrt{T_{e\parallel} / T_{e1}} T_{zs}, \end{aligned} \quad (I7)$$

при условии, что основной вклад в радиальный размер вносит поперечная температура:

$$T_{xs} > (\gamma / \nu)^2 T_{\parallel s},$$

а парциальные разбросы скоростей не превышают соответствующие разбросы скоростей электронов.

В более общих случаях следует учитывать, кроме нелинейного характера трения для скоростей, выходящих за толщину электронного распределения, также эффекты радиально-продольной связи в электронном охлаждении, если Ψ - функция в области взаимодействия не равна нулю.

В заключение для наглядности приведем оценку углового разброса пучка тяжелых частиц, при котором начинает оказываться внутреннее рассеяние при электронном охлаждении:

$$\frac{\theta}{\theta_e} \approx \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{\gamma^2 z^2 n_{e2} R}{v^2 n_e l} \right)^{1/3}, \quad (\theta < \theta_e).$$

Рассмотренные эффекты столь же актуальны и в случае применения стохастического охлаждения.

Автор благодарит А.Н.Скринского за пробуждение интереса к данному вопросу.

Л и т е р а т у р а

1. A. Piwinski, Proceedings of the International Conference on High Energy Accelerators, p. 405, Stanford, California, 1974.
2. Будкер Г.И. и др. CERN 77-08 (Part A) Proton Synchrotron Division 13 April (1977) Geneva.
3. Ландау Л.Д. ЖЭТФ 7, 203 (1937).
4. Будкер Г.И. и др. "Particle Acc.", v. 7, № 4, (1976).
5. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. "Физика плазмы", 4, 492 (1978).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОНДУЛЯТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ

Е. Л. Салдин, Ю. М. Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР

С ростом энергии электрон-позитронных накопителей все больший интерес представляют эксперименты на встречных поляризованных пучках. Так как в настоящий момент предложены способы организации в накопителе устойчивого при любых энергиях продольного (в местах встречи) направления поляризации^{/1/}, то становится актуальной задача об измерении продольной поляризации пучков в накопителях. В данной работе рассматривается возможность использования для контроля за продольной поляризацией процесса комптоновского рассеяния жестких циркулярно-поляризованных фотонов.

Приведем основные зависимости, характеризующие процесс комптоновского рассеяния. Сумма и разность полных сечений рассеяния электронов с положительной и отрицательной спиральностью на циркулярно-поляризованных фотонах равны^{/2/}:

$$\begin{aligned} \sigma_+ + \sigma_- &= 2\pi z_e^2 \left\{ \frac{1}{\chi} \ln(1+2\chi) - \frac{2(1+\chi)}{\chi^3} \ln(1+2\chi) + \frac{4}{\chi^2} + \frac{2(1+\chi)}{(1+2\chi)^2} \right\} \\ \sigma_+ - \sigma_- &= \pm 2\pi z_e^2 \left\{ \frac{1+\chi}{\chi^2} \ln(1+2\chi) - \frac{2(1+4\chi+5\chi^2)}{\chi(1+2\chi)^2} \right\}, \end{aligned} \quad (I)$$

где $z_e = e^2/m$ ($c = 1$), χ - энергия фотона (в единицах m) в системе покоя электрона, а знаки (+) и (-) - относятся соответственно к фотонам с положительной и отрицательной спиральностью. График зависимости $\sigma_+ - \sigma_-$ от χ приведен на рис. I

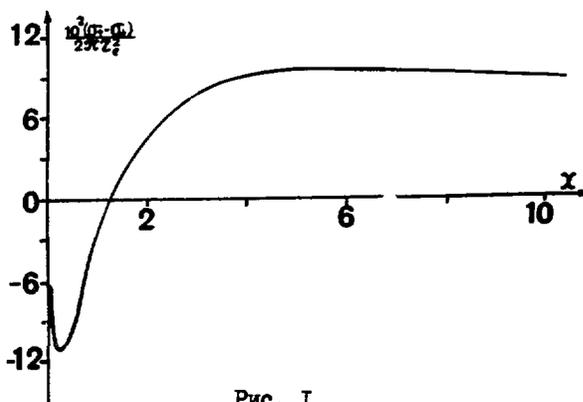


Рис. I

Относительное изменение скорости счета при инверсии спиральности фотонов равно $\mathcal{D} = 2 \gamma_{||} \xi_2 \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}$. Здесь ξ_2 - степень поляризации фотонного пучка, а $\gamma_{||}$ - степень продольной поляризации пучка частиц. Отметим, что при увеличении параметра χ рассеяние электронов со спиральностью, противоположной спиральности фотона, становится все более преобладающим (при $\chi \rightarrow \infty \mathcal{D} \rightarrow 2 \xi_2 \gamma_{||}$). С увеличением χ сечение падает как $\ln \chi / \chi$.

Источником достаточно интенсивных потоков циркулярно-поляризованных жестких фотонов может служить спиральный ондулятор (винтовое магнитное поле), помещенный в промежуток накопителя^{4,3/}. При этом фотонный пучок, излучаемый электронами, используется для измерения поляризации позитронов и наоборот. Отметим, что фотонный пучок при этом автоматически совмещен со встречным пучком частиц. В такой схеме $\chi \sim \gamma^3$ (γ - релятивистский фактор частиц) и при энергии уже в несколько ГэВ легко получить $\chi \gg 1$. Ограничивающими фактором могут являться эффекты встречи, не позволяющие получать достаточно интенсивные потоки фотонов. Это ограничение может быть снято в более сложной конфигурации с использованием двух ондуляторов. Одна из возможных схем представлена на рис.2, где предполагается использование постоянных скрещенных электрических и магнитных полей, отклоняющих один из пучков, не затрагивая другого. Простое переключение полей в этой схеме позволяет измерять поляризацию и другого пучка.

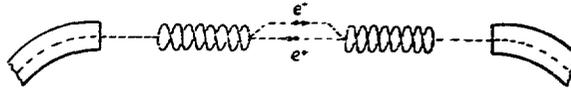


Рис. 2

Кратко напомним свойства ондуляторного излучения. Средняя мощность $W = \frac{2}{3} Z_e^2 H_0^2 \gamma^2 N_e f c$, где c - длина ондулятора, H_0 - напряженность магнитного поля, N_e - число электронов (позитронов), циркулирующих в накопителе, а f - частота обращения. Спектральный состав и угловая расходимость излучения зависят от фактора ондуляторности $K = \frac{e H_0 \lambda_0}{2\pi m c}$, где λ_0 - длина периода магнитного поля в ондуляторе. Для случая, когда $K \ll 1$, максимальная частота излучаемых фотонов $\omega_0 = 2\gamma^2 \lambda_0^{-1} / (1 + K^2)$ ($\lambda_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi}$), а излучение, расходящееся под углом θ , имеет (при $\gamma \gg 1$) частоту $\omega = \frac{\omega_0}{1 + (\gamma\theta)^2}$.

При вычислении числа вторичных γ - квантов \dot{N} и величины \mathcal{Q} требуется учесть как некогерентность ондуляторного излучения, так и тот факт, что в нем присутствуют фотоны обеих спиральностей. В случае, когда площадь фотонного пучка в месте встречи S совпадает с площадью пучка частиц, имеем^{x/}

$$\dot{N} = \frac{N_e}{S} \int_0^\infty d\omega \left(\frac{dN^+}{d\omega} + \frac{dN^-}{d\omega} \right) (\sigma_+ + \sigma_-), \quad (2)$$

$$\mathcal{Q} = 2 \frac{N_e}{S \dot{N}} \int_0^\infty d\omega \left(\frac{dN^+}{d\omega} - \frac{dN^-}{d\omega} \right) (\sigma_+ - \sigma_-),$$

где $dN^\pm/d\omega$ - спектральная плотность фотонов с положительной и отрицательной спиральностью. Явный вид интегралов в выражениях для \dot{N} и \mathcal{Q} для случая произвольного K приведен в работе^{15/}. В случае, если $K \ll 1$ выражение для $dN^\pm/d\omega$ принимает более простой вид:

x/ Требование совпадений площадей фотонного пучка и пучка частиц накладывает на длину ондулятора ограничение: c/γ должно быть меньше поперечных размеров пучка частиц. Если угловой разброс частиц в накопителе $\sim \gamma^{-1}$, то ф-лы (2) справедливы и когда площадь фотонного пучка больше площади пучка частиц.

$$\frac{dN^+}{d\xi} = \frac{\alpha}{\chi_0} K^2 \xi^2 N_e f \ell, \quad \frac{dN^-}{d\xi} = \frac{\alpha}{\chi_0} K^2 (1-\xi)^2 N_e f \ell, \quad (3)$$

где $\xi = \omega/\omega_0$, $\alpha = e^2/\hbar$. Значения σ_+ , σ_- в подынтегральных выражениях берутся согласно (1) при $\chi = 4\gamma^3 \frac{\lambda_c}{\lambda_0} \xi / (1+K^2)$ ($\lambda_c = \frac{2\pi\hbar}{m}$).

Таким образом, при энергии, выше нескольких ГэВ, периодически изменяя направление вращения магнитного поля в ондуляторе, можно по числу вторичных γ -квантов контролировать степень и знак продольной поляризации без её разрушения для каждого из пучков в отдельности. Инверсия вращения поля легко достигается в ондуляторе, имеющем кусочно- постоянную структуру, за счет изменения направления тока в части элементов ондулятора.

Приведем численный пример. Для ондулятора с периодом $\lambda_0 = 3$ см, напряженностью магнитного поля $H_0 = 3$ кГс ($K = 1$) при энергии частиц $E = 5$ ГэВ параметр $\chi_m = 4\gamma^3 \lambda_c / (\lambda_0 (1+K^2)) = 250$. Если принять, что $\ell = 1$ м, $eN_e f = 0,03A$, $f = 10^5$ Гц, $S = 10^{-2}$ см², то (используя точные выражения для $dN^{\pm}/d\omega$ из^{4/}) согласно (2), имеем: число вторичных γ -квантов $\approx 10^6$ с⁻¹, а относительное изменение скорости счета при изменении направления вращения поля в ондуляторе $\approx 0,4 \gamma_{II} \chi$.

Предложение об использовании комптоновского рассеяния для измерения поперечной поляризации высказано в работе^{6/}. Применение ондулятора как источника циркулярно-поляризованных фотонов при энергии электронов, не превышающей несколько ГэВ, дает заметную анизотропию "верх-низ" в вылете вторичных γ -квантов, которая и характеризует поперечную поляризацию электронов. С использованием ондулятора степень азимутальной анизотропии равна

$$\delta = \gamma_{\perp} \int_0^{\pi} d\omega \left(\frac{dN^+}{d\omega} - \frac{dN^-}{d\omega} \right) d\sigma_{\perp} / \int_0^{\pi} d\omega \left(\frac{dN^+}{d\omega} + \frac{dN^-}{d\omega} \right) d\sigma_0,$$

где γ_{\perp} - степень поперечной поляризации пучка частиц, а $d\sigma_{\perp}$ и $d\sigma_0$ даются выражениями:

$$d\sigma_0 = \frac{4Z_e^2 [2\chi^2(1+n^2) + (1+n^2+2\chi)(1+n^4)] n dn d\varphi}{(1+n^2)^2 (1+n^2+2\chi)^3}$$

$$d\sigma_{\perp} = \frac{8Z_e^2 \chi n^2 dn \sin\varphi d\varphi}{(1+n^2)^2 (1+n^2+2\chi)^3},$$

где $n = \theta\gamma$, а θ и φ - полярный и азимутальный углы вылета вторичных γ -квантов в лаб. системе. При $\chi \approx 1$ и $n \approx 1$ отношение $d\sigma_{\perp}/d\sigma_0$ достигает максимума, равного 0,33 ($\sin\varphi = 1$).

Приведем численный пример. При $\lambda_0 = 2$ см, $K = \frac{1}{3}$, $E = 650$ МэВ, $eN_e f = 0,03A$, $f = 10^7$ Гц, $S = 5 \cdot 10^{-3}$ см², $\ell = 20$ см, имеем $N = 10^4$ с⁻¹, а δ при $n \approx 1$ составляет $\approx 0,2 \gamma_{\perp}$ при условии, что регистрируются только те фотоны, энергия которых превосходит половину от максимально возможной под данным углом θ . Предполагается также, что вертикальный угловой разброс частиц в накопителе $\Delta \ll \gamma\theta$. К сожалению, это условие становится трудно выполнимым с ростом энергии электронов и использование анизотропии комп-

^{4/} В случае, когда $\chi > 1$, изменение энергии электрона при рассеянии равно $\Delta E \sim E$ и каждый акт рассеяния приводит к выбиванию электрона из пучка. В связи с этим в работе^{5/} предложен метод поляризации частиц в накопителе, основанный на зависимости вероятности выбивания электрона из пучка от знака его спиральности.

тоновского рассеяния для измерения поперечной поляризации становится все более затруднительным. Однако с ростом энергии можно вообще отказаться от измерения поперечной поляризации и проводить контроль степени поляризации на целых спиновых резонансах (через каждые 440 МэВ), применяя описанный выше способ измерения продольной поляризации. Для этого необходимо обеспечить адиабатическое прохождение резонанса (возможность такого прохождения экспериментально доказана на накопителе ВЭПП-2М /1/ с помощью соленоида, помещенного в промежуток накопителя. При этом точно в резонансе поляризация становится полностью продольной в месте расположения соленоида и напротив него.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Я.С.Дербеневу, А.М.Кондратенко за многочисленные полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Ya.S.Derbenev, A.M.Kondratenko, S.I.Serednyakov, A.N.Skrinsky, G.M.Tumaikin, and Yu.M.Shatunov. Particle Accelerators, 8, 115 (1978).
2. Байер В.Н., Катков В.М., Мильштейн А.И., Страховенко В.М. ИЭФ 69, 783 (1975).
3. Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов В.Г. Препринт ФИАН, 23, 1972. Байер В.Н., Катков В.М., Страховенко В.М., ИЭФ 63, 2121 (1972).
4. Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов В.Г. ИТФ 46, 2392 (1976). Башмаков Ю.А., Бессонов В.Г. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1977, т.2, с.118.
5. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М., Салдин Е.Л. Препринт ИЯФ СО АН СССР 78-68, Новосибирск (1978).
6. Байер В.Н., Уозе В.А. ЯФ, 9, 409, 1969.

ЗАПУСК ПОЗИТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ИСТОЧНИКА ДЛЯ ВЭШ-4

С.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич, Б.И.Гришанов, М.М.Карлинер, В.Ф.Кляев, А.В.Кожемякин, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров, О.А.Нежевенко, Ю.А.Немков, Г.И.Острейко, Б.З.Персов, В.В.Петров, В.М.Радченко, Г.В.Сердобинцев, В.И.Сербин, А.Ф.Серов, Э.М.Трахтенберг, А.В.Филиппченко, Е.И.Харитонов, Г.И.Яснов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Для получения необходимой скорости накопления частиц в накопителе ВЭШ-4 в 1974 году рассматривалось несколько вариантов источника позитронов ^{/1/}. Один из вариантов предусматривал получение позитронов путем конверсии электронов, ускоренных до энергии 30+50 МэВ в сильноточном линейном ускорителе (ЛУ) с последующим ускорением позитронов в синхротроне. Создание ЛУ с большой накопленной энергией оказалось возможным в связи с разработкой в новосибирском Институте ядерной физики гирокона - мощного СВЧ-генератора с несгруппированным релятивистским пучком, который был предложен Г.И.Будкером в 1967 году ^{/2/} и модель которого в 1974 году была испытана. Работа по разработке позитронного источника велась под непосредственным руководством Г.И.Будкера. Первые результаты по разработке были доложены на пятом Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц в 1976 году ^{/3/}. Макетный вариант позитронного источника на основе ЛУ с гироконем в 1975-77 годах был испытан при энергии 100 и 600 джоулей в возбуждающем гирокон пучке. Летом 1978 года был закончен монтаж источника на комплекс ВЭШ-4 и начат запуск.

В настоящем докладе дано описание позитронного источника на основе ЛУ и синхротрона Б-4 на энергии 450 МэВ и приводятся первые результаты, полученные при запуске.

Блок-схема позитронного источника

Блок-схема всей установки, включая синхротрон Б-4, линейный ускоритель, гирокон, ускоритель ЭЛИТ и все остальные элементы, необходимые для получения и транспортировки пучков, приведена на рис.1. Основные импульсы позитронного источника, характеризующие его работу, приведены на рис.2.

Электроны с энергией 200 КэВ в течение 25 нс (1 оборот в синхротроне) инжектируются пушкой (4) и ускоряются в 2-х секциях ЛУ (3А, 3В) до энергии 30+50 МэВ. В блоке конверсии (5) электроны фокусируются на конвертор, а полученные позитроны при энергии 7 МэВ (максимум спектра) направляются через систему транспортировки (6) в синхротрон Б-4, где ускоряются до энергии 450 МэВ в синхротронном режиме (8). Для улучшения синхротронного захвата применено доускорение частиц до энергии 15 МэВ с помощью бетатронного сердечника (9). При энергии 450 МэВ частицы через электронно-оптический канал (10) переводятся в накопитель ВЭШ-3, который является бустером накопителя ВЭШ-4. Возбуждение ЛУ производится от гирокона (2), преобразующего энергию электронного пучка ускорителя ЭЛИТ (1) в энергию электромагнитных колебаний. Получение электронов с энергией 7 МэВ для последующего ускорения в синхротроне производится смещением времени запуска электронной пушки на передний или задний фронт ускоряющего напряжения ЛУ. Конвертор при этом выводится из области про-

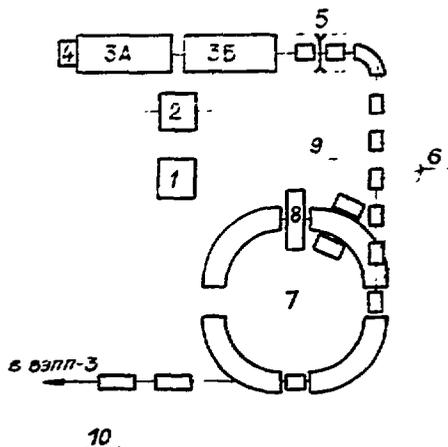


Рис.1. Блок-схема позитронного источника.

1 - источник релятивистских электронов ЭЛИТ, 2 - гирокон, 3А и 3Б - секции ЛУ, 4 - электронная пушка, 5 - конверсионная система, 6 - система транспортировки частиц ЛУ-Б-4, 7 - синхротрон Б-4, 8 - ускоряющий в.ч. резонатор, 9 - бетатронный сердечник, 10 - элементы системы электронно-оптического канала Б-4 - ВЭШ-3.

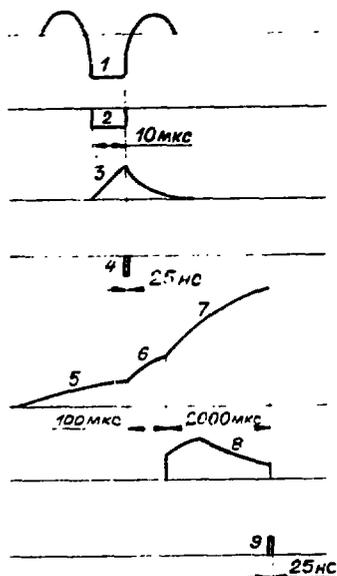


Рис.2. Основные импульсы позитронного источника

1 - напряжение ЭЛИТ, 2 - ток пучка ЭЛИТ, 3 - напряжение ЛУ, 4 - ток пучка ЛУ, 5 - магнитное поле инжекции, 6 - магнитное поле бетатронного ускорения, 7 - магнитное поле синхротронного ускорения, 8 - в.ч. напряжение резонатора, 9 - ток выпущенного пучка.

хождения пучка, а в системах транспортировки и синхротрона изменяется направление управляющих и ускоряющих полей.

Синхротрон Б-4

Импульсный синхротрон Б-4 имеет кольцевой электромагнит ($R \approx 1\text{м}$) С-образного сечения с четырьмя прямолинейными промежутками по 40 см каждый. Магнитное поле в рабочей области создается током, текущим по двум шинам в противоположных направлениях. Основной магнитный поток замыкается по шихтованному магнитопроводу, вклеенному эпоксидным компаундом в вакуумноплотный кожух из нержавеющей стали. Наклон полюсов магнитопровода и профилирование токоведущих шин обеспечивают показатель спада магнитного поля $n = 0,4$ в большей части рабочей области. Использование внешнего кожуха сделало магнит надежным механи-

ческа, а кроме того, позволило, отказавшись от отдельной вакуумной камеры, использовать весь объем магнитного поля для ускорения частиц. Пять магниторазрядных насосов НОРД-250 с азотными ловушками позволяют иметь вакуум лучше 10^{-5} Тор.

В синхротроне предусмотрены коррекции равновесной орбиты и медианной поверхности для оптимального захвата, ускорения и выпуска частиц. Элементы коррекции расположены в прямолинейных промежутках. Там же расположены инфлектор, дефлектор, ускоряющий резонатор и системы наблюдения за пучком (пояс Роговского, пикап, вывод света и т.п.). Ускорение производится на 2 гармонике частоты обращения. Ускоряющий резонатор питается от генератора мощностью 300 кВт на частоте 75 МГц.

Время ускорения $2+2,5$ мс предполагается в дальнейшем увеличить для уменьшения фазового объема пучка за счет синхротронного излучения. Впуск и выпуск производится по вертикали с помощью импульсных генераторов наносекундного диапазона.

Система транспортировки позитронов и электронов из ЛУ в синхротрон

Система транспортировки предусматривает фокусировку частиц, вылетающих из конвертора, разложение их по энергии для обеспечения корреляции энергия-орбита и согласования эмиттанса пучка с акцептансом ускорителя. В состав ее входят три поворотных магнита (один - на 90° и два - на 35°) и пять линз. Поворотный магнит на 90° и первые две линзы обеспечивают разложение частиц по энергии, а два поворотных магнита на 35° и три линзы обеспечивают ахроматический перевод пучка в синхротрон и согласование по вертикали. Первые две линзы - квадрупольные линзы с прямолинейной апертурой (линзы Панофского). Линзы, входящие в ахроматическую систему, фокусируют пучок в одном направлении. Они выполнены в виде вытянутых в одном направлении витков с продольным полем.

Гирокон и линейный ускоритель

Подробное описание гирокона и линейного ускорителя в макетном варианте приводилось в докладе на предыдущем совещании ^{/3/}. В настоящее время линейный ускоритель и гирокон с высоковольтным источником электронов ЭЛИТ смонтированы на комплексе ВЭИИ-4.

ЛУ состоит из 2-х секций, каждая из которых представляет собой бипериодическую цепочку связанных резонаторов ^{/4/}. В секции 10 ускоряющих резонаторов и 9 резонаторов связи. Коэффициент связи равен 8%. Добротность ускоряющих резонаторов 20000, мунтовое сопротивление 4 МОм, коэффициент пролета 0,84. Секции ЛУ возбуждаются от гирокона через два вакуумированных волновода сечением 420 x 80 мм.

Собственно гирокон модернизирован с целью улучшения его характеристик. В частности, магнитостатическая отклоняющая система выполнена в виде конусной катушки, содержащей 10 витков, что уменьшило токооседание по сравнению с предыдущей системой аксиальных электродов с перемычками в виде проволочек ^{/3/}. Предусмотрена также возможность изменять связь с гироконом без нарушения вакуума, что облегчает настройку гирокона в режиме максимального КПД.

Для контроля состояния и управления элементами позитронного источника создана автоматизированная система на базе ЭВМ ОДРА-1325 ^{/5/}. Эта система позволяет с необходимой точностью определять параметры элементов источника и пучка, а также оперативно обрабатывать полученную информацию и поддерживать рабочий режим при работе с частотой повторения 1 Гц.

Полученные результаты

Запуск позитронного источника производится при энергии в пучке ЭМИТ 600 Дж (1,4 МэВ, 40 А, 11 мкс). При этом на выходе тироконя получена мощность порядка 40 МВт. К настоящему времени (октябрь 1978 года) на ЛУ получен пучок с максимальной энергией 35-36 МэВ. При энергии инжекции 140 КэВ максимальный ускоренный ток 8А. За первым поворотным магнитом канала зафиксирован позитронный пучок. Начата наладка синхротрона Б-4 при энергии электронного пучка 7МэВ. Электронный пучок захвачен в накопителе ВЭШ-3. Фотография позитронного источника на комплексе ВЭШ-4 приведена на рис.3.

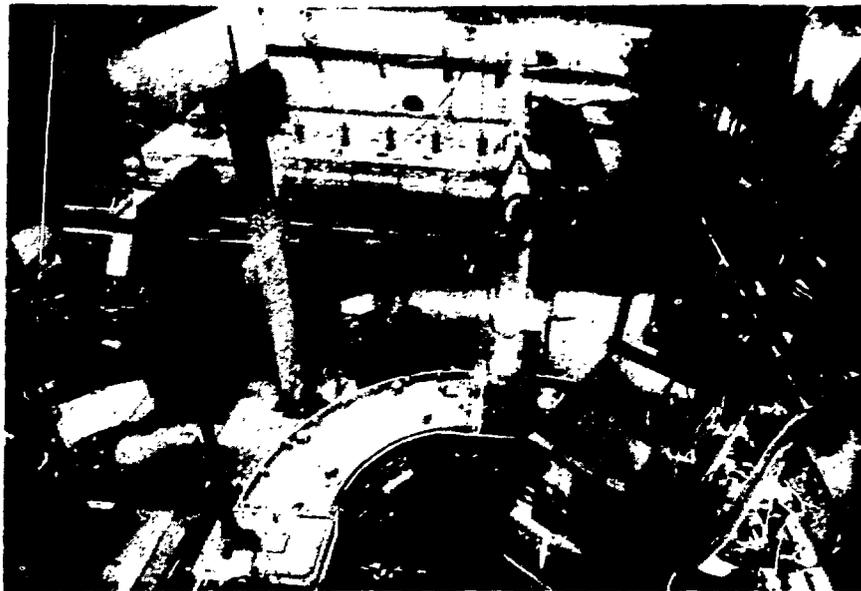


Рис.3. Позитронный источник на комплексе ВЭШ-4

Л и т е р а т у р а

1. Рабочие материалы ВЭШ-4, вып.2. Препринт ИЯФ 1974.
2. Будкер Г.И. и др. Пат.США № 3885193, 1975.
3. Будкер Г.И. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.280, М., "Наука", 1977.
4. Нэпф Е.А. и др. Rev.Sci.Instr., 1968, п.7, р.979.
5. Калинин А.С. и др. Автоматизированное управление и контроль источника позитронов для накопителя ВЭШ-4. Доклад на настоящем совещании, том I.

МОНОХРОМАТИЗАЦИЯ ЭНЕРГИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПУЧКОВ В НАКОПИТЕЛЕ

А.А.Моленц, И.Я.Протопопов, А.Н.Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

Детальное исследование узких резонансов в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках со стандартной схемой взаимодействия электронов и позитронов встречает существенные трудности из-за довольно большого по сравнению с энергетической шириной резонансов энергетического разброса в пучках. Так, на установках *SPEAR* (Стэнфорд), *DORIS* (Гамбург) на энергии J/ψ -мезона энергетический разброс в пучках составляет 0,5 МэВ, на энергии ψ' -мезона 0,7 МэВ, а на энергии T -мезона - 6 МэВ ^{/1-3/}. В то же время энергетические ширины этих резонансов равны 0,07; 0,23; 0,02^{*)} МэВ соответственно. Разброс энергий в пучках, значительно превышающий энергетические ширины перечисленных резонансов, будут иметь и накопители ВЭПП-4 (Новосибирск), *CESR* (Корнелл), *PETRA* (Гамбург), *PEP* (Стэнфорд).

Большая величина энергетического разброса в пучках приводит к существенному уменьшению вероятности резонансного рождения и "утолщению" резонансных кривых. Фактически "полезная" светимость, то есть светимость в заданном спектральной резонанса диапазоне энергий взаимодействия, для J/ψ -мезона на *SPEAR* и *DORIS* составляла $\sim 1/30$ часть полной светимости, а для T -мезона на *DORIS* $\sim 1/1000$. Несмотря на малую долю "полезной" светимости, проявление J/ψ -мезона в e^+e^- -столкновениях было весьма ярким, - экспериментально полученное отношение резонансного эффекта к нерезонансному фону в адронном канале равнялось 150, а в канале $\mu^+\mu^-$ - 25 ^{/5/}. Складывающаяся ситуация для T -мезона с экспериментальной точки зрения выглядит гораздо сложнее. Здесь отношение эффекта к фону в недавних экспериментах на *DORIS* в адронном канале составило всего лишь 2^{/2,3/}, а в канале $\mu^+\mu^-$ следует ожидать, по-видимому, - 0,4 ^{/4/жж)}. Сделать резонансный пик выше можно только улучшая энергетическое разрешение в экспериментах. Поэтому проблема его улучшения в e^+e^- -экспериментах в настоящее время встала особенно остро. Ранее этот вопрос обсуждался в Новосибирске и во Фраскати ^{/6/} с позиции получения энергетического разрешения, достаточного для исследования внутренней области узких резонансов. Для уменьшения разброса полной энергии взаимодействия частиц предлагалось использовать существующую в накопителях корреляцию между отклонением энергии частицы от равновесной и пространственным положением её мгновенной орбиты. Создавая в месте встречи пространственную дисперсию по энергии разных знаков для электронов и позитронов, можно добиться практически монохроматической энергии взаимодействия всех частиц. Однако участие электронов и позитронов в бетатронных колебаниях вызывает нежелательное перемешивание энергий внутри пучка. Поэтому очевидно, что чем меньше амплитуды бетатронных колебаний, тем меньший эффект они оказывают на монохроматизацию энергии взаимодействия. Поскольку в накопителях вертикальный бетатронный раз-

*) Последняя цифра взята из теоретических расчетов ^{/4/}.

жж) На установках с большим средним радиусом кривизны в магнитах, чем на *DORIS*, отношение эффекта к фону будет несколько лучше вследствие меньшего энергетического разброса в пучках.

мер обычно много меньше горизонтального ($\sigma_{z\beta} \ll \sigma_{x\beta}$), то наибольшего успеха можно добиться, делая разложение по энергии в вертикальном направлении. Ранее рассматривались схемы, использующие для получения пространственной дисперсии по энергии вертикальное искажение орбиты, причем в зависимости от того, как делается искажение орбиты — электростатическими или магнитными элементами, предлагались схемы с одним или двумя кольцами для электронов и позитронов.

В настоящей работе обсуждается схема монохроматизации энергии взаимодействия встречных пучков, в которой в качестве элементов, создающих вертикальную дисперсию по энергии, используются электростатические квадрупольные линзы, повернутые на угол 45° (SKEW-линзы). Принцип работы данной схемы показан на рис.1. SKEW-квадрупольные линзы S_1, S_4 , расставленные через целое число полуволн бетатронных колебаний, создают необходимое возбуждение вертикальной дисперсионной функции η_z , локализованное на участке экспериментального промежутка. В результате их действия в кольце накопителя появляется связь колебаний, которая компенсируется линзами S_2, S_3 . Включенные в противоположной полярности по отношению к линзам S_1, S_4 и расположенные относительно них через полволны бетатронных колебаний, они полностью убирают связь колебаний вне экспериментального промежутка и во внутренней области в районе места встречи. Для того, чтобы линзы S_2, S_3 не влияли на η_x , перед ними посредством магнитов M_1, M_2 зануляется горизонтальная дисперсионная функция η_x . Для оценки энергетического разрешения (σ_p), получаемого в данной схеме эксперимента, можно воспользоваться формулой:

$$\sigma_p = \left\{ \frac{55\sqrt{3}}{48} \Lambda_{\text{компл}} \left[\frac{3\eta_{z0}^2 R}{64(L/2\pi)^5} f(\alpha) + \frac{K^2 F^2}{\beta_x R (L/2\pi)} \left(\frac{\eta_x}{\eta_{x0}} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \cdot \frac{E_0^2}{mc^2}.$$

Здесь E_0 — равновесная энергия, m — масса покоя электрона, R — средний радиус кривизны магнитов кольца накопителя, E_z, E_x — естественные вертикальный и горизонтальный фазовые объемы, $K = \sqrt{E_z/E_x}$, F — фокусное расстояние SKEW-квадрупольных линз, β_x, η_x — средние значения горизонтальной огибающей и дисперсионной функции в кольце накопителя, L — суммарная длина участков между линзами S_1, S_2 и S_3, S_4 , η_{x0} — начальное значение η_x на входе схемы монохроматизации.

$$f(\alpha) = \frac{(1 + 2 \sin^2 \frac{\pi\alpha}{2})\alpha - \frac{\sin \pi\alpha}{\pi}}{3 \sin^5 \frac{\pi\alpha}{2}},$$

α — коэффициент заполнения длины L магнитным полем ($0 < \alpha < 1$). При выводе формулы начальное значение η_{x0} принималось равным нулю.

Один из вариантов применения на ВЭПП-4 описанного выше способа монохроматизации энергии взаимодействия встречных пучков показан на рис.2. Здесь дано схематическое изображение магнитных элементов экспериментального промежутка, электростатических SKEW-квадрупольных линз и показаны графики дисперсионных функций. Магнитная структура промежутка зеркально симметрична относительно места встречи. С каждой стороны от середины расположено по три магнита, необходимых для зануления η_x и замыкания равновесной орбиты, и по 8 квадрупольных линз, осуществляющих функции фокусировки и организации места встречи. Значения β -функций в месте встречи, равные $\beta_z = 0,1 \text{ м}$, $\beta_x = 2,1 \text{ м}$, позволяют сохранить светимость, имеющуюся на ВЭПП-4 ^{1/7}.

Для расчета основных параметров пучка в накопителе в режиме включенных SKEW-квадрупольных линз применялся метод, предложенный в ^{1/8}. Результаты

вычислений использовались при построении графика, представленного на рис.3. Здесь для разных значений градиента электрического поля и при разных соотношениях естественных вертикального и горизонтального фазовых объемов показано достижимое в такой схеме эксперимента на ВЭПП-4 энергетическое разрешение. Все графики асимптотически приближаются к величине $\sigma_p^* = 0,86$ МэВ. Именно такой среднеквадратичный разброс полной энергии взаимодействующих частиц будет после включения *SKEW* - квадрупольных линз при нулевом начальном вертикальном размере. В этом случае увеличение силы линз не приводит к дальнейшему улучшению энергетического разрешения, поскольку одновременно с ростом η_z в месте встречи растет и вертикальный бетатронный размер.

На сравнительно небольших энергиях предельное значение σ_p^* , получаемое простым пересчетом по энергии: $\sigma_p^*(E) = 0,86 \left(\frac{E}{4,75} \right)^2$, можно еще уменьшить за счет введения дополнительного радиационного затухания. Если, например, с помощью специально установленных в кольце накопителя сверхпроводящих магнитных "змеек" регулировать радиационные потери на обороте, поддерживая их на уровне максимальных допустимых ВЧ-системой, то на малых энергиях энергетическое разрешение формально можно еще улучшить в 5-10 раз.

Для снижения напряженностей полей в электростатических линзах желательно уменьшать естественный вертикальный фазовый объем. С этой целью на ВЭПП-4 предусматривается выбор частот бетатронных колебаний Q_x, Q_z вдали от линейного резонанса связи, а частоты Q_z - вдали и от целых резонансов ($Q_z = 9,6,$

$Q_x = 8,1$). При таком выборе частот можно ожидать малой величины связи колебаний и слабых возмущений η_z , появляющихся в кольце накопителя из-за дефектов магнитной системы.

В заключение отметим, что реализация подобной схемы экспериментального промежутка с целью улучшения энергетического разрешения в экспериментах на накопителях с длинными прямолинейными промежутками, таких, как *PEP, PETRA*, по-видимому, не встретит принципиальных трудностей.

Авторы выражают благодарность А.П.Онучину за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. B.N.Wiik, G.Wolf, DESY 77/01 (1977).
2. PLUTO collaboration, DESY 78/21 (1978).
3. C.W.Darden et al. DESY 78/22 (1978).
4. А.П.Онучин, Хозе В.А., Препринт ЛЯФ, № 408 (1978).
5. G.Feldman, M.Perl, Phys.reports 19C, 223 (1975).
6. A.Renieri, LNF-75/C(R) (1975).
7. Жоленц А.А., Протопопов И.Я., Скринский А.Н. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.270, М., "Наука", 1977.
8. Жоленц А.А., Препринт ИЯФ 78-51 (1978).

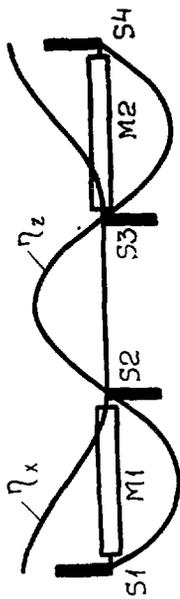


Рис. 1.

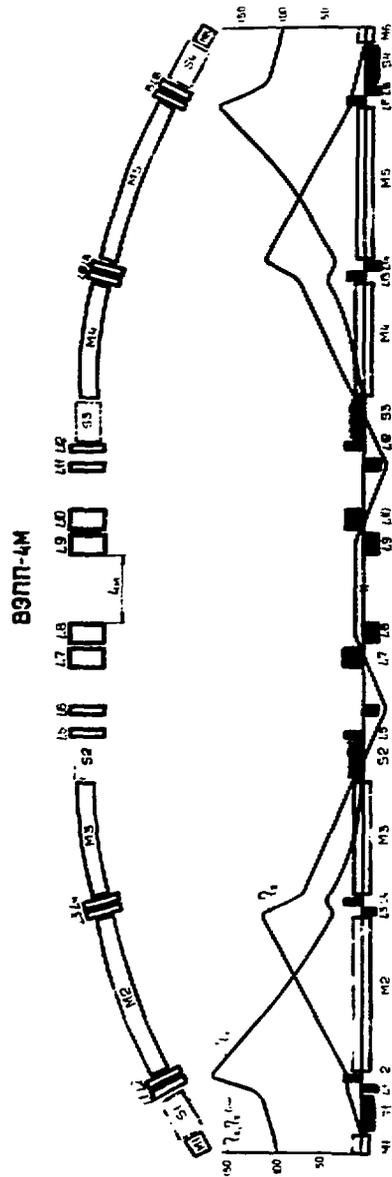


Рис. 2. Экспериментальный проежектор ВЭПП-4

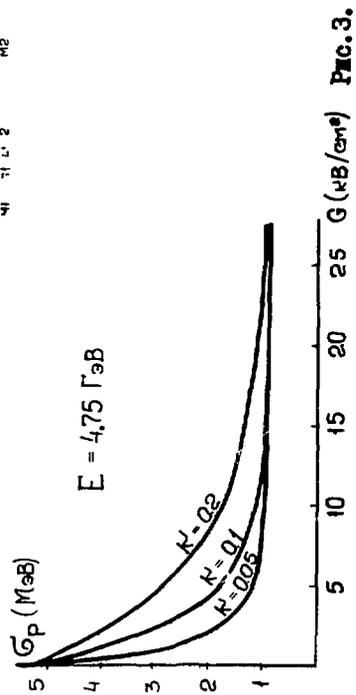


Рис. 3.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М

И.Б.Вассерман, П.М.Иванов, И.А.Кооп, Л.М.Курдадзе, А.П.Лисенко,
А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, В.Ф.Туркин, Ю.М.Шатунов, В.Г.Памоковский
Институт ядерной физики СО АН СССР

В 1977–1980 гг. основное внимание в работе установки со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М [1] было уделено эксперименту по физике высоких энергий. Измерения проводились на трех различных детекторах в области энергий от 2х200 до 2х700 МэВ. Продолжались работы с использованием синхротронного излучения (9 экспериментальных групп), а также проводилось изучение возможности дальнейшего повышения светимости. Максимальная светимость, достигнутая за это время на установке, равнялась $2,5 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ на энергии 580 МэВ. Зависимость светимости от энергии приведена на рис.1.

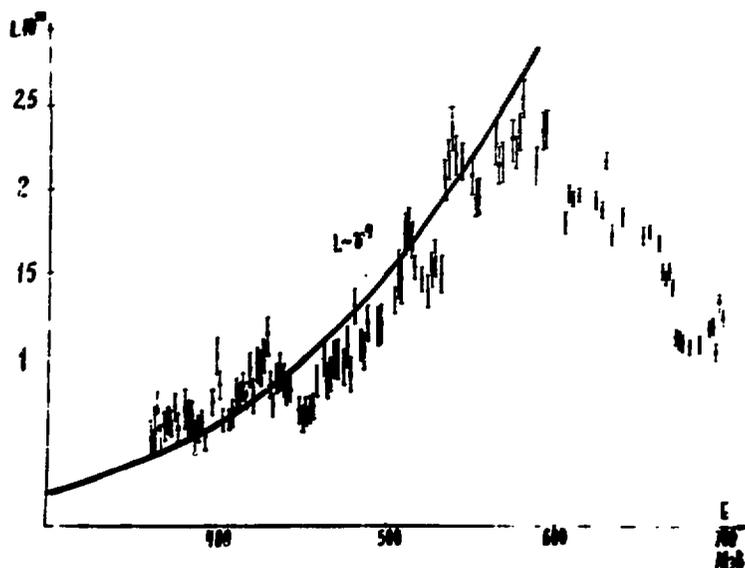


Рис.1. Зависимость светимости на накопителе ВЭПП-2М от энергии.

Уменьшение светимости на большой энергии связано с тем, что перепуск частиц из бустера ВЭПП-2 в накопительное кольцо ВЭПП-2М в настоящее время осуществляется на энергии не выше 550 МэВ, что при отсутствии разведения пучков в месте встречи накладывает ограничение на предельные токи для больших энергий. На рис.2 приведено сравнение светимости ВЭПП-2М с другими работающими установками со встречными электрон-позитронными пучками. В табл. I приведены некоторые характеристики работы накопителя со слабой фокусировкой ВЭПП-2 и нового жесткофокусирующего накопительного кольца ВЭПП-2М в период с 1967 по 1978 гг. В 3-й графе указан интеграл светимости за соответствующий сезон, в 4-й – число рассеяний на большие углы в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. В течение сезона 1977–78 гг. основной интеграл светимости был набран с детектором "ОЛЯ" [3], на котором были проведены следующие эксперименты:

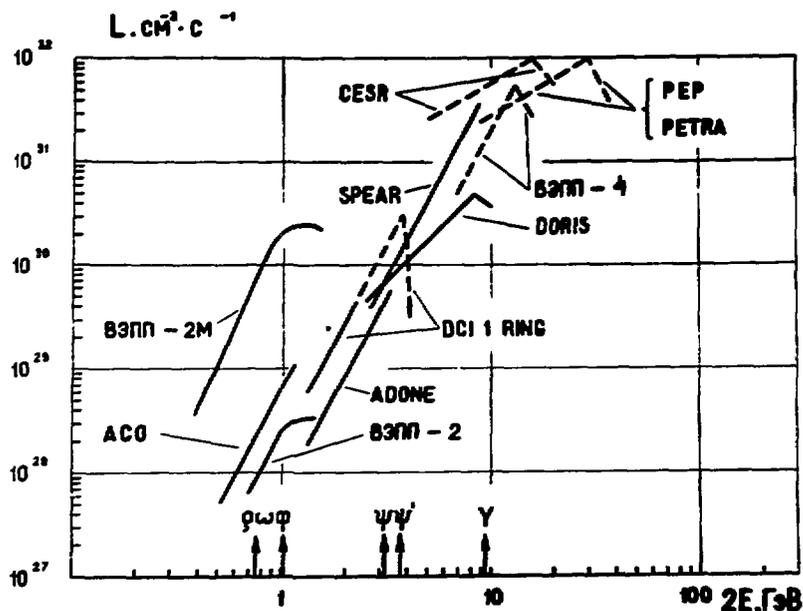
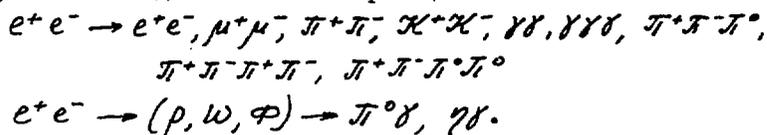


Рис.2. Зависимость светимости от энергии для различных установок со встречными электрон-позитронными пучками. Использованы данные из [2].

- 1) поиск резонанса с массой ~ 1100 МэВ;
- 2) измерение формфактора пиона вблизи порога рождения (200, 220 МэВ);
- 3) поиск распада $\Phi \rightarrow \pi^+ \pi^-$;
- 4) сканирование интервала энергий $2E$ от 650 до 1400 МэВ, в котором изучалось поведение сечений в реакциях:



Шаг сканирования был равен 0,25 МэВ; интеграл светимости в каждой точке равнялся 10^{33} см⁻². Результаты в настоящее время находятся в стадии обработки.

Кроме того, в 1977 году на энергии 2×200 МэВ с помощью время-пролетного детектора с разрешением 40 пс был проведен эксперимент по изучению формфактора заряженных π^- -мезонов вблизи порога рождения [4].

Таблица I

I	2	3	4
Установка	Сезон	$\int L dt \times 10^{-33}$ см ⁻²	$N_{e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-} \times 10^{-6}$
ВЭПП-2	1967-1970 гг.	32	0,017
	1974-1975 гг.	300	0,23
ВЭПП-2М	1975-1976 гг.	400	0,32
	1976-1977 гг.	210	0,15
	1977-1978 гг.	2500	2,0

Влияние различных факторов на эффекты встречи изучалось ранее как с помощью численного моделирования на ЭВМ, так и экспериментально. Результаты численного моделирования^{5/} указывают на существенное влияние модуляции сдвига частоты бетатронных колебаний, вызываемой синхротронными колебаниями, на предельную величину этого сдвига ζ_{max} . Ниже приведены экспериментальные результаты изучения этого влияния.

Сильная зависимость декрементов затухания радиальных бетатронных и синхротронных колебаний от частоты обращения дает возможность существенно изменить соотношение бетатронного и синхротронного размеров пучка при незначительной перестройке частоты. В эксперименте частота обращения f_0 изменялась в пределах от 16761 до 16767 кГц, что соответствовало изменению относительной амплитуды модуляции $\gamma = \frac{\zeta_{zs}}{\bar{b}_z}$ в пределах $\gamma = 0,32 \pm 0,6$ в основном за счет изменения бетатронного размера.

Здесь \bar{b}_{zs} и \bar{b}_z - среднеквадратичные синхротронный и полный радиальные размеры пучка, соответственно.

Изучалось взаимодействие большого электронного и малого позитронного токов. Для каждой величины γ определялось максимальное число электронов N_{max}^- , при котором число событий однократного тормозного излучения позитронов, рассеянных на частицах встречного пучка, нормированное на позитронный ток, достигало максимума. Такая схема проведения эксперимента позволяет, во-первых, уменьшить фон, связанный с Тулек-рассеянием частиц внутри позитронного сгустка, а во-вторых, проводить непосредственное сравнение с численным счетом на ЭВМ. Соотношение вертикального и радиального размеров пучков в месте встречи, управляемое посредством введения связи, выбиралось таким, что сдвиг частоты для вертикальных колебаний ζ_z был в несколько раз больше сдвига частоты для радиальных колебаний ζ_x . Величина ζ_{zmax} определялась по формуле:

$$\zeta_{zmax} = \frac{N_{max}^- \cdot z_e \cdot \beta_z}{2\pi \gamma \cdot \bar{b}_z (\bar{b}_z + \bar{b}_x)},$$

где z_e - классический радиус электрона, β_z - вертикальная β - функция в месте встречи, $\bar{b}_{z,x}$ - вертикальный и радиальный размеры электронного пучка в месте встречи, γ - релятивистский фактор.

Результаты измерений приведены на рис.3. Видно, что модуляция бетатронных

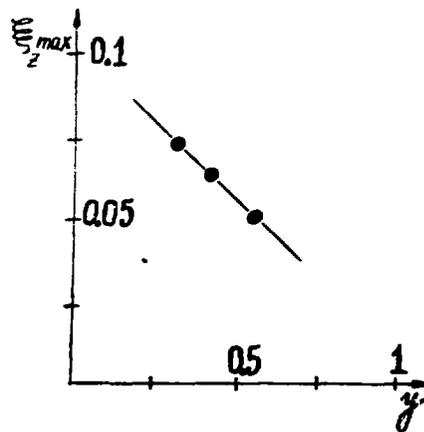


Рис.3. Зависимость ζ_{zmax} от относительной амплитуды модуляции γ
Частоты бетатронных колебаний: $\nu_x = 3,04$; $\nu_z = 3,089$.

колебаний синхротронными, возникающая вследствие наличия дисперсионной энергетической функции в месте встречи, действительно уменьшает I_{zmax} , что находится в качественном согласии с численным экспериментом.

Так как при постоянном коэффициенте связи светимость $L \sim I_{zmax}^2 \cdot A_x$ (где A_x - радиальный фазовый объем), то увеличение радиального бетатронного размера полезно по двум причинам. Во-первых, уменьшается относительная амплитуда модуляции y и, соответственно, возрастает параметр I_{zmax} . Во-вторых, происходит увеличение радиального фазового объема. Это дало возможность при перестройке частоты обращения f_0 на величину $\frac{\Delta f_0}{f_0} = -2 \cdot 10^{-4}$ увеличить светимость установки ВЭПП-2М примерно в 1,5-2 раза.

В настоящее время цикл работ с детектором "ОЛ1" закончен и идет установка криогенного магнитного детектора с продольным полем ≈ 25 кГс и разрешением по импульсу на энергии 700 МэВ $\frac{\Delta p}{p} \approx 4\%$ [6].

Проводятся также работы, которые позволят совмещать исследования с использованием СИ и эксперименты по физике высоких энергий. В текущем году будут также продолжены прецизионные эксперименты с поляризованными пучками, обзор I-го этапа которых изложен в [7].

Л и т е р а т у р а

1. Тумайкин Г.М. Доклад на X-ой Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.1, с.443.
2. Perez-y-Jorba J.P., Renard F.M. Physics Reports, v. 31, N 1, June 1977.
3. Aulchenko V.M., Budker G.I. et al. Beginning of the experiments with electron-positron Storage ring VEPP-2M. Препринт ИЯФ 75-65, Новосибирск, 1975.
4. Вассерман И.Б. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 78-52.
5. Вассерман И.Б. и др. Доклад на X-й Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, с.302.
6. Барков Л.М. и др. Препринт ИЯФ 76-121.
7. Дербенев Я.С. и др. Доклад на X-й Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, с.55.

УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ВЛЭШП. ИССЛЕДОВАНИЯ МАКСИМАЛЬНО ДОСТИЖИМОГО
ТЕМПА УСКОРЕНИЯ

В.Е. Балакин, О.Н. Брежнев, А.В. Новохатский, Ю.И. Семенов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Выбор ускоряющей структуры ВЛЭШП обусловлен требованиями, предъявленными к ускорителю в целом, т.е. достижение высокого темпа ускорения и максимальной светимости. Анализ продольных и поперечных сил, действующих на заряд при пролете через ускоряющую структуру, показывает, что оптимальной является \sqrt{L} -структура с большими отверстиями в диафрагме.

Форма ускоряющего резонатора оптимизировалась при помощи вычислительной программы, аналогичной программе "LALA" [1], для получения минимального коэффициента перенапряжения, т.е. отношения максимального значения электрического поля на диафрагме к эффективному значению ускоряющего поля на оси резонатора

$$E_{\text{эфф.}} = \frac{1}{L} \int_0^L E_z(0, z) \sin\left(\frac{\pi}{L} z\right) dz$$

при максимально большом отверстии в диафрагме. Для обеспечения связи между ускоряющими резонаторами используются кольцевые резонаторы [2, 3].

Профиль диафрагмы и график поля вдоль поверхности диафрагмы представлены на рис. 1. Расчетные параметры резонатора приведены в таблице 1.

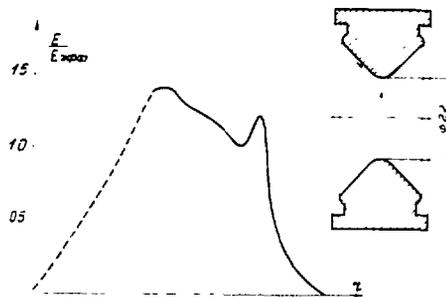


Рис. 1. Профиль диафрагмы и распределение электрического поля вдоль поверхности диафрагмы.

Таблица 1.

Частота	5600 МГц
Темп ускорения	1 МэВ/см
Коэффициент перенапряжения	1,6
Энергоемкость	0,7 Дж/см
Добротность	8000
Эфф. шунтовое сопротивление	32 МОм/м

Низкое значение шунтового сопротивления и большая энергоемкость связаны с тем, что при большом отверстии в диафрагме поле "вываливается" из резонато-

ра и эффективное значение ускоряющего поля уменьшается, при этом добротность существенно не ухудшается. Следует отметить, что для иной структуры, например $\lambda/2$, при том же отверстии в диафрагме нельзя получить относительно небольшой коэффициент перенапряжения как для λ - структуры.

Численным моделированием с использованием результатов [4] исследовалось влияние разброса частот резонаторов, а, следовательно, и допусков на изготовление, на перераспределение энергии в ускоряющей секции. Оказалось, что при случайной расстановке резонаторов, имеющих разброс частот в интервале $\pm 2 \cdot 10^{-3}$, доля энергии в резонаторах связи составляет в среднем 8,5% для секции, длиной 2,5 м и коэффициента связи 10%. Требование на точность изготовления можно ослабить, если применить следующую процедуру расстановки. Из имеющегося набора сначала выбирается резонатор с минимальным отклонением частоты, потом подбирается такой, чтобы суммарное отклонение было минимальным, далее процедура повторяется. Эта расстановка легко осуществляется с помощью ЭВМ для набора резонаторов и измеренными частотами. Применяя такую процедуру для предыдущего случая, получаем, что доля энергии в резонаторах связи составляет в среднем 0,5%.

Режим заполнения резонаторов энергией осуществляется таким образом, чтобы за время, равное длительности СВЧ - импульса, фронт волны распространился бы вдоль секции и обратно. В этом случае полное напряжение на ускоряющих резонаторах существует в течение половины длительности импульса. Тепловые потери составляют 30% при длительности импульса 0,2 мс.

Для исследования электрической прочности резонатора был собран стенд, блок-схема которого представлена на рис.2. Одиночный резонатор 10-см диапа-

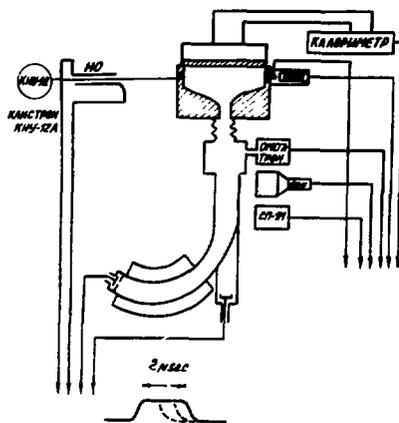


Рис.2. Блок-схема испытательного стенда.

зона, геометрия которого выбрана из условия получения максимальной напряженности электрического поля на плоской поверхности, возбуждается клистроном КИУ-12. Ускоренные автоэмиссионные электроны анализируются магнитным спектрометром. Поступающая в резонатор мощность контролируется на падающей и отраженной волне. Мощность, поглощенная в резонаторе, измеряется калориметром. Резонатор выполнен разборным, что позволяет изучить влияние обработки и технологии приготовления поверхности. Гидравлический прижим крышки резонатора обеспечивает вакуумноплотный электрический контакт. Вакуум в резонаторе $5 \cdot 10^{-8}$ Тор, откачка МРН типа НОРД-250. Поверхность резонатора обработана механичес-

ки до высоты микронеровностей $\sim 1,25$ мкм, а затем алмазной пастой доведена до шероховатости $\sim 0,02$ мкм. После промывки в ультразвуке с применением ПАВ и промывки в проточной деионизованной воде, резонатор отжигается в вакууме при $T = 450^\circ\text{C}$. Сборка резонатора производится в пылезащитной камере. Основание резонатора выполнено из БРХ-0,5, крышка из меди МБ. На рис.3 при-

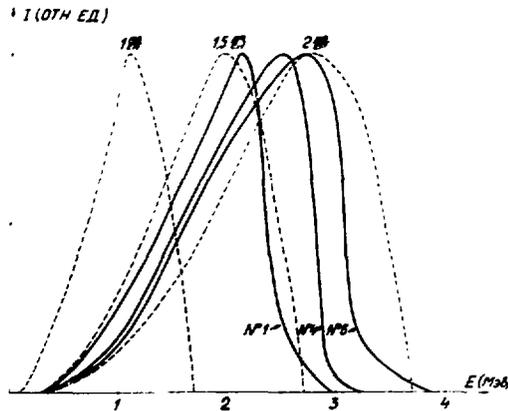


Рис.3. Спектры автоэмиссионного тока (сплошные линии) и расчетные спектры (пунктирные линии).

ведены спектры автоэмиссионных электронов для различных экземпляров крышек; на этом же рисунке приведены расчетные спектры при напряженности поля в центре плоской поверхности 1; 1,5; 2 МВ/см. Для расчетов использовалась экспериментальная зависимость эмиссионного тока от напряженности электрического поля резонатора. В самом скромном случае достигнутая напряженность поля составляет 1,5 МВ/см, при этом пробой не наблюдается. Дальнейшее повышение мощности возбуждения слабо влияет на рост напряженности электрического поля вследствие нагрузки резонатора автоэмиссионным током.

Л и т е р а т у р а

1. Хойт, Симмондс, Рич, Приборы для научных исследований, 1966, № 6, с.63.
2. Е.А.Нэш, В.С.Нэш, Поттер, Приборы для научных исследований, 1968, № 7, с.31.
3. В.Г.Кульман, Э.А.Мирочник, В.М.Пироженок, ПТЭ, 1970, № 4, с.56.
4. Нэгл, Е.А.Нэш, В.С.Нэш, Приборы для научных исследований, 1967, II, с.22.

ДИНАМИКА ПУЧКА ВЛЭША

В.Е. Балакин, И.А. Кооп, А.В. Новохатский, А.Н. Серинский, В.П. Смирнов
Институт ядерной физики СО АН СССР

Для получения высокой светимости ($L \sim 10^{32} \text{см}^{-2}$ за выстрел) в ускоряющую структуру ВЛЭША необходимо инжектировать ступок электронов или позитронов с числом частиц $N \sim 10^{12}$, с продольным размером $l \sim 1$ см и фазовым объемом $\mathcal{E} \sim 10^{-7} \text{см}$.

Пучок частиц с такими параметрами можно в принципе сформировать в накопительном кольце, используя радиационное затухание. Известно, что установившийся фазовый объем, определяемый квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, очень сильно зависит от частоты радиальных бетатронных колебаний ν . В гладком приближении:

$$\mathcal{E} \approx \lambda \frac{\bar{R}}{R} \frac{\gamma^2}{\nu^3}, \quad (1)$$

где λ — комптоновская длина волны электрона, γ — релятивистский фактор, \bar{R}/R — отношение среднего радиуса накопителя к "магнитному". Требуемое значение \mathcal{E} легко достигается, если, например, $\gamma = 10^3$, $\nu = 10$, $\bar{R}/R = 2,6$.

Однако при очень большой плотности пучка необходимо также учитывать влияние многократного рассеяния частиц ступка друг на друге (эффект Тусека) $1/\nu$.

Если вклад рассеяния является определяющим, то:

$$\mathcal{E} \approx \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{2} \frac{N r_e}{\gamma^6 l} \frac{R}{\bar{R}} \right)^{2/5} \cdot \frac{\bar{R}}{\nu} \left(\ln 137^{3/4} \left(\frac{r_e}{\bar{R}} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{R}}{R} \right)^{3/4} \gamma^{5/2} \right)^{4/5}, \quad (2)$$

где r_e — классический радиус электрона, а коэффициент связи вертикальных и радиальных колебаний принят равным $1/2\pi$. Поскольку зависимость \mathcal{E} от ν в случае (2) гораздо более слабая нежели в случае (1), то технически оптимальное значение ν определится из условия равенства (1) и (2):

$$\nu_{\text{опт}} \approx \left(\frac{2 \cdot 137^{5/2} r_e^{3/2} l}{3 \sqrt{\pi} N \bar{R}^{5/2}} \right)^{1/5} \left(\frac{\bar{R}}{R} \right)^{3/5} \gamma^{11/5} \left(\ln 137^{3/4} \left(\frac{r_e}{\bar{R}} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{R}}{R} \right)^{3/4} \gamma^{5/2} \right)^{-2/5}. \quad (3)$$

В предположении справедливости (2) получим для светимости за выстрел:

$$L = \frac{K N^{3/5} \gamma_i^{7/5} \gamma_f}{\bar{R} l} \left(\frac{1}{6\sqrt{2\pi}} \frac{l}{r_e} \frac{\bar{R}}{R} \right)^{2/5} \left(\ln 137^{3/4} \left(\frac{r_e}{\bar{R}} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{R}}{R} \right)^{3/4} \gamma_i^{5/2} \right)^{-4/5}, \quad (4)$$

где $K \approx 10$ — коэффициент продольного сжатия ступка перед выпуском, а индексы i и f относятся к значениям γ — фактора в начале и конце ускорения.

Оценка для $\gamma_i = 4 \cdot 10^3$, $\gamma_f = 2 \cdot 10^5$, $\bar{R} = 2 \cdot 10^3 \text{см}$, $\bar{R}/R = 4$, $N = 10^{12}$, $l = 10 \text{см}$, $\nu = 20$ ($\nu_{\text{опт}} = 16$) дает: $\mathcal{E} = 3 \cdot 10^{-7} \text{см}$, $L = 0,84 \cdot 10^{32} \text{см}^{-2}$. Динамику пучка в ускоряющей структуре определяют поля излучения. Действительно, полное поле в структуре можно представить в виде суммы полей излучения, пропорциональных заряду и ускоряющего поля

$$E = q E_{\text{изл}} + E_{\text{ускор}}.$$

Отбрасываемая энергия составляет $W = q \bar{E}_{\text{ускор}} - q^2 \bar{E}_{\text{изл}}$.

где q - заряд сгустка, $\bar{E}_{изл}$ - средняя амплитуда поля, излученная единичным зарядом, $\bar{E}_{ускор}$ - средняя амплитуда ускоряющего поля. Таким образом, чтобы ускорить по возможности больший заряд при заданном ускоряющем поле, необходимо, чтобы излученная энергия была наименьшей, а т.к. можно показать, что последняя примерно пропорциональна количеству диафрагм на единицу длины, то оптимальной является π -структура. Временная картинка силовых линий электрического поля заряда, пролетающего мимо диафрагмы, найденная интегрированием уравнений Максвелла разностным методом по схеме Лакса [2], представлена на рис.1.

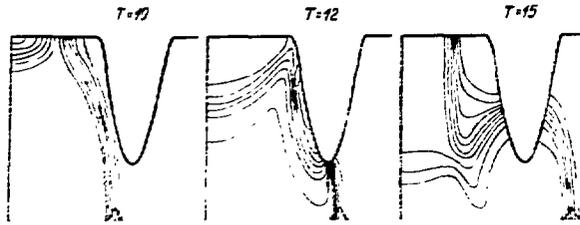


Рис.1. Временная картинка силовых линий электрического поля заряда, пролетающего мимо диафрагмы

Анализ полей для протяженного сгустка показывает, что выбором продольного распределения заряда и фазы влета в резонатор можно обеспечить высокую энергетическую монохроматичность. Так для структуры 5-сантиметрового диапазона с эффективной амплитудой ускоряющего поля 1 МэВ/см и заряда, величиной 10^{12} электронов, распределенного по закону

$$q = q_0 \sin^2 \pi z/L$$

где $L = 1$ см, а эффективный размер заряда $2\sigma = 0,36$ см, относительный разброс энергии составляет 1% для 90% частиц. При этом отбор запасенной энергии составляет 18%, а суммарная амплитуда уменьшается на 17%.

График распределения энергии частиц сгустка на фоне синусоиды ускоряющего поля и распределение заряда вдоль сгустка представлены на рис.2 (а). Для заряда, величиной $4 \cdot 10^{12}$ электронов, распределенного как и в предыдущем случае с параметром $L = 2$ см, отбор энергии составляет 45% при немонохроматичности 4% для 90% частиц.

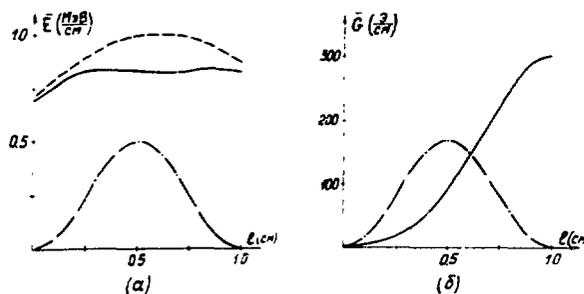


Рис.2(а) - Распределение энергии частиц вдоль сгустка и синусоида ускоряющего поля (пунктирная линия) (б) - Распределение градиента поперечной силы. Распределение заряда вдоль сгустка (штрих-пунктирная линия)

При отклонении ступки от оси структуры излучаются несимметричные поля, обратная реакция которых приводит к появлению поперечных сил. Для малых отклонений можно ограничиться полями с одной вариацией по азимуту, при этом амплитуда полей пропорциональна отклонению заряда.

Усредненную по периоду структуры поперечную силу можно представить в виде эффективного градиента

$$\bar{F} = \bar{G} \cdot \delta,$$

$$\bar{G}(z) = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} (E_r(0, z, t) - H_\varphi(0, z, t)) dz,$$

$z = z - z_0$

где δ - отклонение заряда, a - период структуры, z_0 - координата в ступке.

График градиента при отклонении ступки как целого и распределение заряда представлены на рис.2(б). Расчет показал, что величина градиента с хорошей точностью пропорциональна значению поля релятивистского диполя на краю отверстия в диафрагме, т.е. обратно пропорциональна квадрату радиуса отверстия, а также как и в случае продольных сил, пропорциональна количеству диафрагм на единицу длины структуры. Поэтому для уменьшения величины градиента необходимо использовать π -структуру с большими отверстиями в диафрагме.

Характерной особенностью действия поперечных сил является то, что поле, излученное каким-либо участком ступки, действует только на последующую часть, т.е. величина силы, действующей на "хвост" определяется отклонением "головы". Такое взаимодействие приводит к быстрому нарастанию отклонения "хвоста" при незначительном начальном отклонении "головы", т.е. наблюдается неустойчивость, аналогичная неустойчивости последовательности ступков в линейном ускорителе [3].

Фокусировка квадрупольными линзами не подавляет неустойчивость. В этом случае "голова" ступки действует на "хвост" с частотой свободных колебаний в фокусирующем поле, определяемой градиентом линз и энергией частиц, что приводит к резонансной раскачке амплитуды колебаний "хвоста". Для подавления резонансной неустойчивости необходимо ввести разброс по частотам колебаний, что можно сделать введением линейного распределения энергии частиц по длине ступки. Исходя из общих представлений о характере неустойчивости, можно получить следующую оценку величины необходимого разброса $\Delta\lambda/\lambda$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{eG}{2E} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2,$$

где λ - длина волны поперечных колебаний, E - энергия частиц.

Был проведен численный расчет движения частиц ступки в структуре с учетом поперечных сил, который подтвердил качественные рассуждения. На рис.3 приведен график относительного увеличения фазового объема ступки на выходе 100 ГэВ участка ускорителя в зависимости от начального разброса энергии. Как видно из графика, возбуждаемый фазовый объем зависит от знака разброса. Оказалось, что для подавления неустойчивости, точнее, для того, чтобы действие поперечных сил не приводило к увеличению фазового объема, необходимо ввести начальный разброс $\pm 10\%$, который по мере ускорения можно плавно уменьшить до $\pm 3,3\%$ при изменении энергии от 2 до 100 ГэВ, т.к. с увеличением энергии действие поперечных сил уменьшается. По той же причине на конечном участке можно уменьшить разброс до минимального значения при незначительном увеличении фазового объема. В расчетах принималась магнитная структура с увеличивающейся длиной волны $\lambda \sim E^{0.35}$, а энергетический разброс уменьшался с энергией $\sim E^{0.3}$, согласно выше приведенной формуле.

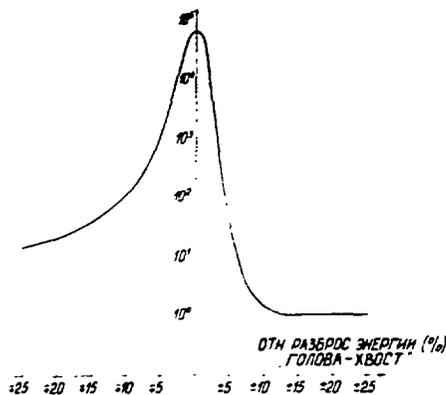


Рис.3. Относительный фазовый объем на выходе 100 ГэВ участка ускорителя в зависимости от начального разброса энергии

Следует отметить, что введение линейного распределения энергии вдоль сгустка не противоречит требованию высокой монохроматичности, т.е. имея равномерное распределение, можно сдвигом фазы влета в резонатор получить необходимое линейное.

Проведен анализ влияния точности выставки линз на возбуждаемый фазовый объем. С учетом адиабатического затухания в структуре с увеличивающимся расстоянием ($l \sim \sqrt{E}$) между линзами фазовый объем будет:

$$\xi = \frac{\delta_r}{\pi} \left(\frac{\Delta x}{l_0} \right)^2 L_s \frac{\gamma_0}{\gamma_x},$$

где L_s - длина ускорителя, l_0 - нач. расстояние между линзами, γ - релятивистский фактор. При следующих значениях параметров: $L_s = 10^5$ см, $l_0 = 10^2$ см, $\gamma_x/\gamma_0 = 50$ для получения фазового объема $\xi \sim 5 \cdot 10^{-9}$ см.рад допуск на выставку линз составляет $\Delta x \sim 1$ микрона.

Л и т е р а т у р а

1. Брук Г., Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970.
2. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач, М., изд. "Мир", 1972.
3. Вальднер О.А. Линейные ускорители электронов М., Атомиздат, 1966.

**МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ,
ВКЛЮЧАЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ**

Председатель: О.А.Гусев
Секретарь: В.Г.Шабратов

A - IV

РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ИМПУЛЬСНОГО ДИПОЛЯ ДА-1-1

В.И.Балбеков, Э.А.Булатов, В.А.Васильев, Л.М.Васильев, М.И.Глинский,
Д.П.Дмитревский, В.И.Долженков, В.В.Елстратов, Е.М.Каштанов, К.П.Мызников,
А.И.Никулин, В.В.Сытник, А.В.Тарасов, Л.М.Ткаченко, Л.С.Шаршов,
П.А.Шербаков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Г.Эндерлейн

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Проект импульсного диполя ДА-1-1 является начальным этапом в программе моделирования отклоняющего магнита для сверхпроводящего кольца ускорительно-накопительного комплекса (УНК) ИФВЭ [1]. Основная цель разработки первой модели - изучение поведения сверхпроводящего провода, выпускаемого промышленностью, в многослойной обмотке диполя в полях 4-5 Т. В результате анализа известных конструкций в качестве основы был выбран вариант оболочечного магнита, аналогичного магниту ускорителя FMAE [2]. Из-за ограниченной токонесящей способности провода, имевшегося на момент проектирования, обмотка модели выполнялась трехслойной.

Конструкция диполя

В модели используется трапецевидный транспонированный провод однослойного типа резерфордского типа [3], сплетенный из 12 проволок диаметром 1 мм. Каждая проволока содержит 1045 никобий-титановых нитей диаметром 20 мкм в медной матрице с коэффициентом заполнения 40 %. Провод был обжат для придания ему трапецевидного сечения, пропаян индием и обмотан двумя слоями изоляционных материалов. Внутренний слой изоляции образован лавсановой лентой шириной 8 мм и толщиной 20 мкм, намотанной с перекрытием 50 %. Поверх лавсана намотана вразрядку стеклотента шириной 9 мм и толщиной 80 мкм, пропитанная нествержденным эпоксидным компаундом.

Схема поперечного сечения диполя представлена на рис.1. Намотка магнита седлообразная, длина обмотки 900 мм, обмотка содержит три серповидных слоя. Угловые протяженности слоев, отсчитываемые от медианной плоскости, число витков в слоях и линейные размеры слоев приведены в таблице.

Каждый из трех слоев обмотки состоит из двух полуслоев, которые навивались, формовались и термообработывались независимо друг от друга. Слои укладывались на внутреннюю трубу из нержавеющей стали толщиной 2,5 мм, имеющую многозаходные винтовые каналы для прохода гелия. В зонах, свободных от токовых витков, устанавливались секторные проставки из стеклотекстолита и нержавеющей стали. Каждый слой обмотки накрывался лавсановой пленкой и латунной фольгой и бандажировался проволокой из нержавеющей стали сечением $2 \times 2 \text{ мм}^2$. Шаг намотки - 36 мм, число заходов - 9. Проволока навивалась в один слой с натяжением до 10 кг/мм^2 . Перед установкой последующего слоя бандажная проволока обрабатывалась до внешнего диаметру до нужного размера с допуском 0,05 мм, чем достигалась

лась необходимая точность установки слоев обмотки в радиальном направлении. Каналы между витками бандаж предназначены для прохода гелия.

Т а б л и ц а

Конструктивные характеристики модели ДА-I-I

Номер слоя		1	2	3
Внутренний радиус	мм	45	53,5	62
Внешний радиус	мм	52	60,5	69
Угол слоя	град	77,09	53,65	32,32
Число витков в слое		64	52	36
Угол трапеции	град	2,427	2,065	1,798
Длина прямолинейной части	мм	735	580	520
Полная длина слоя	мм	900	749	648,8

Допуски на азимутальные размеры обмотки выдерживались за счет соответствующей обработки центральных клиньев и точного формирования слоев обмотки при отверждении эпоксидного компаунда стеклоленты под нагрузкой. Клинья и проставки изготавливались из стеклопластика в сочетании с нержавеющей сталью, чтобы устранить ослабление обжатия обмотки бандажом при охлаждении до рабочей температуры.

Между элементами обмотки имеется пять спаев. Все спаи расположены в лобовых частях диполя и имеют длину от 70 до 100 мм.

Наружный бандаж всей обмотки выполнен из нержавеющей стали толщиной 35 мм и имеет форму цилиндра, собранного и склеенного из шайб высотой 5 мм. Посадка бандажного цилиндра на обмотку осуществлялась при охлаждении до температуры жидкого азота. Разность посадочных диаметров бандаж и обмотки (-0,25 мм) создает предварительное напряжение. На расстоянии 65 мм от обмотки предполагается разместить железный цилиндрический экран длиной 500 и толщиной 150 мм. Внешний вид магнита без железного экрана показан на рис.2.

Результаты испытаний

Модель испытывалась без магнитного экрана в вертикальном криостате в погружном режиме охлаждения жидким гелием. Несколько первых вводов тока производились со скоростью от 2 до 10 А/с. Полученные при этом токи перехода магнита в нормальное состояние от ввода к вводу практически не менялись, т.е. тренировка магнита отсутствовала. При многократных повторных испытаниях, в том числе после отогрева магнита до комнатной температуры, величины токов перехода, соответствующих определенной скорости ввода тока, повторялись с большой точностью.

Аналогичным образом вел себя изготовленная ранее технологическая модель, обмотка которой выполнялась из металлургической шины. Следует отметить, что условия охлаждения обмотки не являются оптимальными, поскольку конструкция охлаждающих каналов моделей разработана применительно к циркуляционному способу охлаждения, который будет осуществлен на последующем этапе испытаний. Максимальное значение тока составило 4120 А в области скоростей ввода тока 200-400 А/с, при больших скоростях ввода ток уменьшался. Измеренная датчиком

Если величина магнитного поля в апертуре магнита, соответствующая максимальному току, составляет 3,9 Т. Ожидаемый вклад теплового экрана в магнитное поле по расчету не менее 0,6 Т.

На рис.3 приведены нагрузочные прямые магнита по центру апертуры в центральном сечении (1), по наиболее напряженному участку обмотки (2) и кривая короткого образца (3). Прямая (1)-экспериментальная, прямая (2)-расчетная. Точка пересечения прямой (2) с уровнем достигнутого тока дает величину максимального поля на обмотке 4,6 Т, а точка пересечения ее с кривой короткого образца дает величину ожидаемого по расчету максимального поля на обмотке и ожидаемого тока перехода. Достигнутый ток составляет 90% ожидаемого.

Исследовалась стабильность работы магнита при непрерывных циклических вводах тока. Цикл имел треугольную форму без пауз в максимуме и минимуме тока. При скоростях ввода тока до 500 А/с магнит работал устойчиво.

Мощность динамических потерь в обмотке магнита, измеренная электрической методикой [4], представлена на рис.4 в зависимости от скорости ввода тока. Высокие полученные значения вихревых и гистерезисных потерь связаны с применением индия для пропитки транспонированного сверхпроводящего провода и большой величиной диаметра сверхпроводящих нитей. Проведенные измерения потенциалов на спаях между секциями обмотки дали оценку величин сопротивления спаев в диапазоне $(1-4) \cdot 10^{-8}$ Ом, что существенно превышает величину, гарантирующую отсутствие локального перегрева на спаях в максимуме тока. Таким образом, кажется вероятным, что разница в токонесущей способности обмотки и короткого образца обусловлена разогревом спая между двумя половинами внутреннего слоя. Исследования возникновения и развития потенциалов на отдельных секциях обмотки показали, что нормальная фаза возникает только в той или другой половине этого слоя.

Были измерены также остаточные поля обмотки на уровне полей, соответствующих полю инъекции в диапазоне 1-9 кЭ. На уровне предполагаемых полей инъекции УНК (6,7 кЭ) остаточное поле в центре магнита составило 14 Э.

Описанная модель сверхпроводящего дипольного магнита позволила проверить эффективность одной из разработанных схем обеспечения механической устойчивости сверхпроводящих обмоток. Полное отсутствие тренировки и хорошее соотношение между критическими токами обмотки и короткого образца позволяют положительно оценить конструкцию и технологию изготовления моделей. В то же время результаты испытаний позволяют с большим основанием подойти к выработке требований к технологии изготовления токонесущего элемента.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Балбеков, А.А.Васильев и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИФЭЭ. Препринт ИФЭЭ 77-110, Серпухов, 1977.
2. A progress report for the Energy Doubler, Saver, Collider Project, FNAL, Batavia, 1976.
3. G.E.Gallagher-Daggitt. Препринт Резерфордской лаборатории RHEL/M/A25, 1973.
4. M.N.Wilson. Cryogenics 13, 6, 361 (1973).

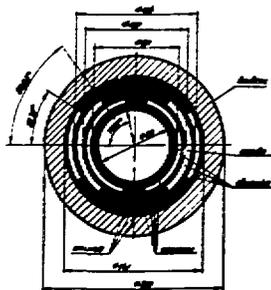


Рис. 1. Поперечное сечение модели ДА-1-1.

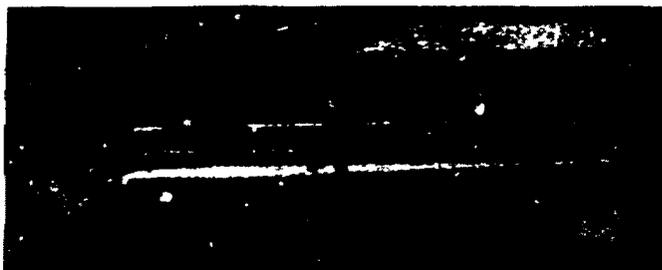


Рис. 2. Внешний вид модели ДА-1-1.

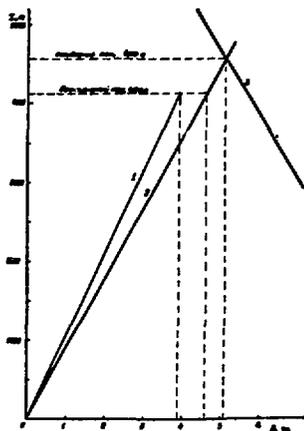


Рис. 3. Нагрузочные прямые модели: 1 - экспериментальная по центру; 2 - расчётная по максимуму поля; 3 - токовая характеристика короткого образца транспонированного провода.

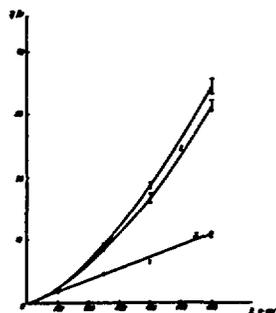


Рис. 4. Зависимость мощности динамических потерь в обмотке модели ДА-1-1 от скорости ввода тока: 1 - первый цикл; 2 - последующие циклы; 3 - гистерезисные потери.

МОДЕЛИ МПД ПРОТОТИПОВ ДИПОЛЕЙ УНК

В.Л.Васильев, П.П.Клявин, М.Н.Косякин, И.Ф.Мальцев, И.А.Мозалевский,
Н.А.Моносзон, В.И.Перегуд, Б.В.Рождественский, О.Б.Сенченко, В.А.Титов

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

В сверхпроводящем синхротроне УНК предусматривается ускорение протонов от энергии 200 ГэВ до 3 ТэВ [1]. Режим работы - 1 рабочий цикл за 80 с (по 20 с подъем и спад поля и 40 с площадка). В состав электромагнитной системы синхротрона входят 2160 диполей длиной 5,8 м и 348 квадрупольей длиной 3,95 м. Во время рабочего цикла поле изменяется от значения 0,38 до 5Т. Допустимая средняя нелинейная добавка к полю в рабочей апертуре диаметром 70 мм - 10^{-4} и среднеквадратичный разброс полей диполей и нелинейной добавки $(5 + 8) \cdot 10^{-4}$. Учитывая возможность коррекции поля, допустимое среднее неоткорректированное отклонение поля от линейного распределения не должно превышать $(5+8) \cdot 10^{-4}$.

Максимальная энергия, суммарная длина магнитной системы, скорость изменения поля, размер апертуры и значения поперечных сил, действующих на обмотку УНК, превосходят соответствующие величины "Даблера" [2].

Большие масштабы магнитной системы УНК и жесткие требования к полю требуют создания конструкций, обеспечивающих прецизионные магнитные характеристики в условиях крупносерийного массового производства при минимальной стоимости изготовления и обеспечении достаточной высокой надежности и малого энергопотребления. Для решения этой задачи в НИИЭФА были разработаны, испытываются и изготавливаются 2 серии моделей СДМ и МПД со сверхпроводящими обмотками на основе $NbTi$. Основные параметры моделей представлены в следующей таблице.

Основные параметры моделей сверхпроводящих дипольных магнитов

№ п/п	Параметры моделей	СДМ-3	СДМ-6	МПД
1	2	3	4	5
1	Внутренний диаметр рабочей области, мм	70	70	70
2	Внутренний диаметр опорной трубы, мм	90	80	80
3	Наружный диаметр опорной трубы, мм	118	94	94
4	Внутренний диаметр обмотки, мм	120	98	100,3
5	Наружный диаметр обмотки, мм	198,2	140,4	144,4
6	Число слоев обмотки	6	4	2
7	Азимутальные размеры слоев в катушке (число витков в слое одной катушки)			
	1 слой	77°21' (40)	73°03' (31)	74°57' (34)
	2 слой	68°21' (36)	71°03' (33)	45°18' (29)
	3 слой	51°30' (32)	40°46' (21)	-
	4 слой	41°30' (28)	39°38' (22)	-
	5 слой	27°30' (20)	-	-
	6 слой	15°24' (12)	-	-

1	2	3	4	5
8	Токонесущий элемент - количество проволочек в скрутке	9	9	23
9	Магнитная индукция в центре рабочей области при максимальном рабочем токе (вклад магнитного экрана), Т	4,10 (0)	4,50(0,9)	5,00(0,95)
10	Максимальная индукция на обмотке, Т	5,85	5,30	5,65
11	Максимальный рабочий ток, А	2550	3000	6200
12	Запасаемая энергия, кДж	120	110	130
13	Габаритная длина обмотки, м	0,7	0,8	0,9
14	Вес обмотки с бандажом (магнитного экрана), кг	100	80 (500)	90 (550)
15	Состояние разработки	испытан	испытывается	изготавливается

Модели СДМ были созданы для определения влияния предварительного обжата обмоток на тренировку и деградацию сверхпроводников и экспериментальной проверки влияния деформации на характеристики магнитного поля.

По сравнению с предыдущей серией СДМ магниты МПД являются следующим приближением к конструкции прототипа. В трех вариантах конструкции рассматриваются применение разного типа бандажей, создающих предварительное напряженное состояние обмотки, и разная организация каналов охлаждения в обмотке. В магнитах МПД используется для изготовления катушек обмоточный провод той же конструкции, что и выбранный для диполей УНК. Конфигурация катушек обеспечивает при эффективном использовании сверхпроводника получение уровня индукции 5Т и требуемой для диполей УНК однородности поля в рабочей области радиуса $r = 3,5$ см. Технология изготовления моделей основывается на методах, приемлемых для массового изготовления диполей УНК и должна обеспечивать точность изготовления и сборки магнитов на уровне (50 ± 100) мкм. Изготовление и испытания моделей МПД позволят проверить возможность достижения максимального поля при минимальном проявлении явлений тренировки и деградации обмотки, сравнить эффективность охлаждения, оценить трудоемкость и возможности обеспечения требуемой точности изготовления для трех вариантов конструкции, и в конечном итоге, выбрать наиболее перспективную для магнитной системы УНК конструкцию прототипа диполя. Особенности конструкции трех модификаций магнитов серии МПД обсуждаются в докладе.

Магниты МПД имеют одинаковую по конфигурации обмотку, состоящую из двух идентичных катушек. Обмоточный провод, из которого изготавливаются катушки, представляет собой однополюсную скрутку резерфордовского типа из 23 круглых сверхпроводящих проволочек марки СКНТ-0,85-1045-0,4, облатую до трапециевидного сечения с размерами: высота - 9,6 мм, нижнее основание - 1,4 мм, верхнее основание - 1,6 мм. Провод изолирован стеклолентой, толщина изоляции (после опрессовки в слое) - 0,18 мм на сторону. Предполагается исследовать в конструкциях обмотки два варианта провода: пропаянного оловянисто-свинцовым припоем с добавкой сурьмы и без пропайки. Изоляция провода пропитывается эпоксидным компаундом, обеспечивающим скрепление витков между собой в слое. При намотке катушки провод укладывается на ребро вдоль цилиндрической поверхности, образуя слой витков седлообразной формы, имеющий поперечное сечение в виде кольцевого сектора определенной угловой длины. Катушки имеют 2 слоя, геометрические размеры сечения катушки и количество витков в слоях показаны

на рис.1. Обмотки наматываются на специальной оправке, вместе с которой они помещаются в прессформу, опрессовываются под давлением (500 ± 600) кгс/см² и запекаются при температуре 160°C. На рис.2 показаны токонесущие характеристики провода и кривые намагничивания МПД.

Для достижения требуемой однородности поля в расочей области в первом (внутреннем) слое катушки установлены две прокладки. Во втором слое выделен виток, включающий обратный провод, необходимый для электрического соединения диполей в кольцевой магнитной системе УНК. В таблице I приведены величины относительных амплитуд $(\Delta H_z/H)_n$ n - полей составляющих поля и показан гармонический состав поля в случаях одной прокладки (толщиной около 1 мм на угловой координате $51^\circ \pm 54^\circ$) и без прокладок, примерно, при одинаковых угловых границах слоев.

Т а б л и ц а 2

Количество прокладок	$(\Delta H_z/H)_n \cdot 10^4$ на радиусе = 3,5 см				
	6-полюсная	10-полюсная	14-полюсная	18-полюсная	22-полюсная
2	0,1	-0,3	-0,4	0,2	0,1
1	1,0	1,0	1,0	-13,6	8,8
0	1,0	1,0	11,1	-17,3	13,0

Точности изготовления катушек (угловые размеры слоев) и сборки обмотки (радиальное и угловые положения катушек) в пределах (50 ± 100) мкм не должны приводить к случайным отклонениям поля, большим, чем $5 \cdot 10^{-4}$, для секступольной составляющей, $2 \cdot 10^{-4}$ для декапольной и 10^{-4} для составляющих более высокого порядка.

Величины составляющих поля, начиная с 14-полюсной и выше, зависят в большей степени от однородности укладки витков в слоях. Возможности обеспечения достаточной однородности укладки витков и целесообразность применения прокладок будут определены на основании опыта изготовления нескольких идентичных обмоток серии МПД.

В настоящее время в НИИЭФА изготавливаются три магнита серии МПД, имеющих габаритную длину около 1 метра: МПД-1, МПД-2 и МПД-3. В конструкции магнита МПД-1 предусмотрены: сборка катушек на опорную трубу, являющуюся элементом конструкции магнита; каналобразующие прокладки с 16-спиральными каналами в каждой; температурная посадка бандажных колец. Поперечное сечение обмоточного блока показано на рис.3а. Опорная труба собирается из пластин из нержавеющей стали толщиной 0,8 мм и радиальной шириной 8 мм. По длине трубы имеются диаметрально противоположные разряженные выступы, образованные пластинами соответствующей конфигурации. Между выступами имеются проходы, замыкающие спиральную систему каналов охлаждения. Угол наклона спиральных каналов относительно продольной оси обмотки - 60° . Каналообразующие прокладки выполнены из стеклопластика. Бандаж собирается из кольцевых пластин из нержавеющей стали толщиной 10 мм и радиальной шириной 30 мм. Фиксация обмотки относительно бандажных колец обеспечивается выступами опорной трубы. Наружный диаметр обмотки, собранной и опрессованной на опорной трубе, превышает внутренний диаметр бандажных колец на 1 мм. При посадке на обмотку труба, собранная из бандажных колец, нагревается до температуры 400°C, а обмотка охлаждается до температуры жидкого азота. После посадки и выравнивания темпе-

ратур в обмотке создается напряженное состояние, сохраняемое при охлаждении обмоточного блока до 4,2К. На основании уже имеющегося опыта проверки конструкции такого типа на моделях серии СДМ можно ожидать, что деформации обмотки (по радиусу) под действием пондеромоторных сил в цикле не будут превышать (50 + 75) мкм при уровне поля 5Т, а соответствующие таким деформациям изменения относительной величины секступольной составляющей будут находиться в пределах $2 \cdot 10^{-4}$.

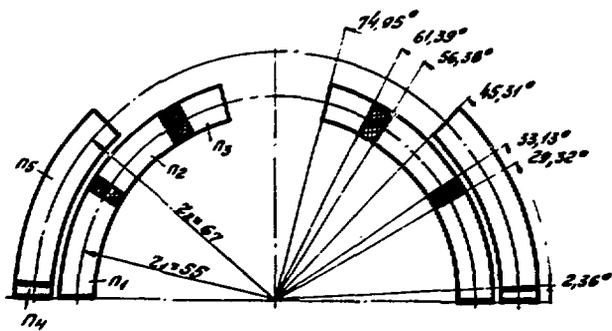
В конструкции магнита МПД-2 предусмотрено механическое обжатие обмотки бандажными кольцами. Поперечное сечение обмоточного блока показано на рис.3б. Бандажные кольца имеют несимметричное относительно вертикальной оси обмотки отверстие, контур которого только на половине совпадает с заданным контуром обмотки, а на второй половине отстоит от него на 4 мм, образуя необходимый технологический зазор для сборки колец на обмотку. Кольца собираются с чередованием положения контура, прилегающего к обмотке, относительно вертикальной обмотки. После сборки колец производится обжатие обмотки боковыми усилиями (Р) и закрепление колец металлическими вставками на двух диаметрально противоположных участках. Остальные элементы конструкции обмоточного блока практически те же, что и в МПД-1. По сравнению с МПД-1 конструкция МПД-2 позволяет создать значительно большие предварительные напряжения в обмотке, в том числе и тангенциальные - за счет соответствующего небольшого превышения угловой длины слоев над заданным окончательным (после обжатия) размером. Технологический зазор при сборке колец на обмотку также может быть значительно больше, чем при температурной посадке бандажки.

В конструкции МПД-3 (рис.3в) обжатие обмотки осуществляется с помощью "полуколец", скрепляемых между собой с помощью металлических вставок, расположенных на оси магнитного потока и упоров на полукольцах, облегчающих восприятие бандажной системой изгибающих моментов от пондеромоторных сил, действующих на обмотку. Предусмотрена возможность создания предварительных механических напряжений в обмотке с помощью замкнутых эластичных оболочек, расположенных между опорной трубой и сверхпроводящей обмоткой, внутренний объем которых заполнен реактивным наполнителем, отвержденным при высоком давлении. Модель МПД-3 позволит провести исследования конструкции диполя без опорной трубы.

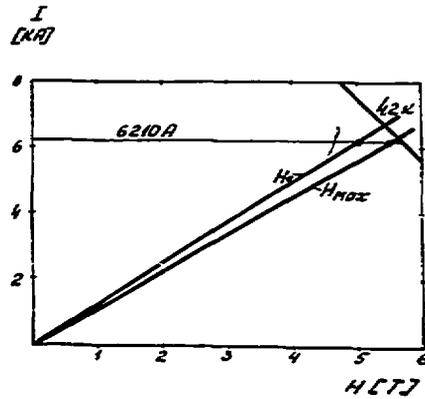
Бандажирование обмоток моделей МПД-2 и МПД-3 производится в специальном приспособлении, позволяющем осуществить азимутальное обжатие обмоток посредством встречного радиального перемещения колец (скоб) с последующей фиксацией их взаимного положения.

Л и т е р а т у р а

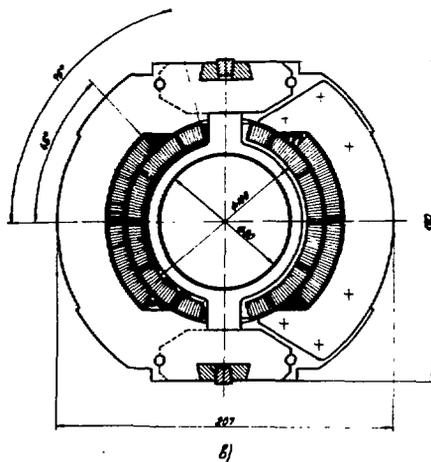
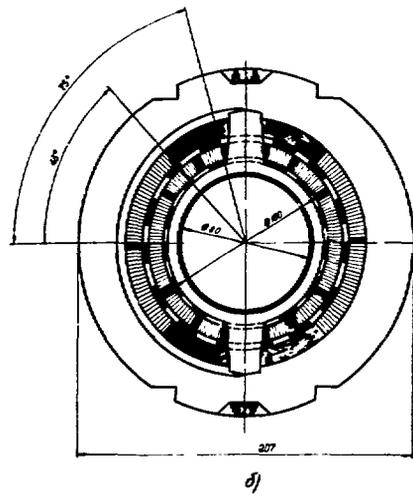
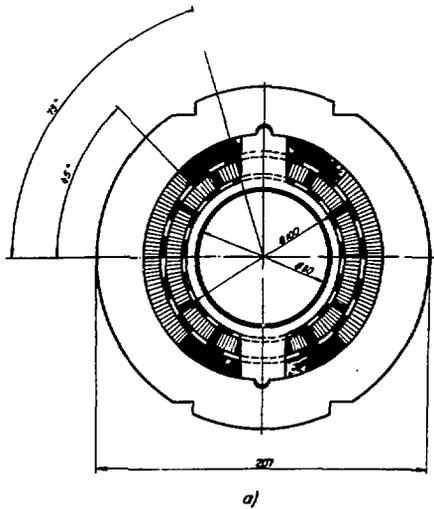
1. Бадбеков В.И. и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИВЭ. Труды X международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино, июнь 1977 г., т.1, с.127.
2. The Energy Doubler. A. Progress Report. June 1976. Fermi Nat. Accel. Lab. Batavia.



Р и с 1. Поперечное сечение обмотки.
 $\Pi_1 = 15$, $\Pi_2 = 12$, $\Pi_3 = 7$, $\Pi_4 = 1$, $\Pi_5 = 27$.



Р и с 2. Кривые намагничивания МЦД и характеристика токонесящего элемента.



Р и с 3. Поперечные сечения обмоточных блоков МЦД: а) МЦД-1; б) МЦД-2; в) МЦД-3.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МОДЕЛЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ
СДМ-3 И СДМ-6

В.Л.Васильев, Л.Б.Динабург, И.П.Клявин, М.Н.Косьякин, Э.И.Лебедев,
И.А.Мозалевский, А.В.Никифоровский, П.В.Смирнов, В.А.Федоров, М.С.Фомин
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

В 1977-1978 гг. в НИИЭФА были изготовлены и испытаны сверхпроводящие дипольные магниты СДМ-3 и СДМ-6, явившиеся моделями одной из разрабатываемых конструкций прототипа диполя для сверхпроводящей магнитной системы ускорительно-накопительного комплекса (УНК) ЖЗЭ [1]. На модели СДМ-3 были проверены возможности изготовления обмотки из сверхпроводящего обмоточного провода резерфордского типа, скрепленного в слоях эпоксидным компаундом, и эффективность предварительного напряжения обмотки, создаваемого металлическим кольцевым бандажом, одетым с температурной посадкой на собранную обмотку. Модель СДМ-6 являлась дальнейшим приближением к конструкции прототипа, в которой применяется температурная посадка банджа и организуется система параллельных винтовых каналов охлаждения внутри обмотки. При изготовлении модели СДМ-6 моделировались технологические процессы, приемлемые для массового изготовления диполей. Результаты испытаний моделей показали, что в конструкциях такого типа могут при непродолжительной тренировке достигаться магнитные поля на уровне 5,5 Т на обмотке без заметной деградации и обеспечивается устойчивая длительная работа обмотки в импульсном режиме. Особенности конструкции и результаты испытаний моделей обсуждаются в докладе.

Обмотки моделей СДМ-3 и СДМ-6 выполнены из обмоточного провода, представляющего собой одноповинную скрутку (резерфордского типа) из 9 круглых сверхпроводящих проволок марки СКНТ-0,85-48-04, обзатую до прямоугольного сечения с размерами 1,85 x 4,74 мм, пропаянную оловянисто-свинцовым припоем с добавкой сурьмы. Изоляция провода - оплетка из хлопчатобумажной нити. Толщина изоляции - 0,15 мм на сторону. Обмоточный провод пропитывался эпоксидным компаундом перед изготовлением обмотки.

Обмотка модели СДМ-6 состоит из двух одинаковых катушек, каждая из которых выполнена из двухслойных секций. Секции моделируют слои обмотки прототипа, которые будут изготавливаться из обмоточного провода, имеющего 23 сверхпроводящие проволоки в скрутке. После намотки, опрессовки и запечки готовые секции обмотки вместе с каналобразующими прокладками собирались на опорную трубу и склеивались в технологической пресс-форме.

Наружный бандаж из алюминиевого сплава Д16Т, набранный из колец радиальной толщиной 30 мм и высотой 10 мм, нагретый до 200⁰С, одевался на обмотку, находящуюся при комнатной температуре. Наружный диаметр обмотки превышал внутренний диаметр банджа на 0,27 мм при комнатной температуре и примерно на 0,5 мм при 4,2К. Благодаря этому достигалось предварительное напряженное состояние обмотки.

На рис.1 показаны в поперечном сечении элементы конструкции модели СДМ-6: опорная труба (1) из нержавеющей стали; каналобразующие прокладки (2,4,6) из стеклопластика с 16 спиральными каналами в каждой; секции обмотки (3,5);

наружный бандаж (7); магнитный экран (9). Модель СДМ-3 отличалась от модели СДМ-6 количеством слоев (шесть слоев), кольцевыми каналами охлаждения и отсутствием магнитного экрана.

Основные геометрические размеры и параметры модели СДМ-6 приведены ниже:

Максимальное поле в центре рабочей области	4,5 Т
Максимальное поле на обмотке	5,3 Т
Максимальный ток	3000 А
Внутренний диаметр опорной трубы	80 мм
Внутренний диаметр обмотки	98 мм
Наружный диаметр обмотки	140,4 мм
Внутренний диаметр магнитного экрана	235 мм
Средние угловые размеры и число витков в секциях:	
I секция	72°3' 64 витка
II секция	40°12' 43 витка
Габаритная длина обмотки	800 мм
Запасаемая энергия	110 кДж

Модели СДМ-3 и СДМ-6 испытывались в вертикальном погружном криостате. На рис.1 показаны характеристики тренировки моделей СДМ-3 и СДМ-6. Точкам, соединенным прямыми линиями, соответствуют последовательные заедания тока без отогревания моделей до комнатной температуры. После двух серий включений (рис.1 - I и II участки) "температурный" бандаж обмотки СДМ-3 был заменен на "механический", который по сравнению с "температурным" позволил создать значительно большие (в 2 - 3 раза) предварительные напряжения в обмотке. После этого при первом же включении (рис.1 - III участок) была достигнута максимальная величина тока. Однако это могло быть следствием того, что обмотка была уже оттренирована при предыдущих испытаниях. Возможно по этой же причине не было обнаружено какого-либо изменения величины достигаемого тока после снятия части бандажных колец (через одно) на прямолинейном участке обмотки СДМ-3. Максимальное поле на обмотке, полученное в модели СДМ-3 составляло 5,85 Т при токе, близком к соответствующему току короткого образца проводов.

В модели СДМ-6 также после непродолжительной тренировки была достигнута максимальная величина тока, близкая к току короткого образца. Величина магнитной индукции в рабочей области составляла 4,45 Т, на обмотке - 5,3 Т. Зависимость предельно достигаемого тока от скорости изменения поля при введении тока показана на рис.2. Близкие к предельным амплитуды токов были получены и в непрерывном циклическом режиме возбуждения модели при соответствующих скоростях изменения поля (проектная скорость изменения поля в диполях УНК - 0,25 Т/с). На рис.2 приведены кривые изменения температуры обмотки в цикле в установившемся режиме, полученные при нескольких скоростях изменения тока. При скорости 400 А/с модель устойчиво работала в непрерывном циклическом режиме в течение нескольких часов (ресурс работы без долива жидкого гелия в криостат).

Представление о величинах и характере деформации обмотки при температурном обжиге и под действием пондеромоторных сил дают результаты измерения размеров отверстия опорной трубы по двум взаимно перпендикулярным осям (рис.3). Начальные изменения размеров по осям I и 2 были соответственно равны: +30 мкм, -30 мкм - после сборки обмотки до посадки бандажа; +90 мкм, -90 мкм - при комнатной температуре после посадки бандажа. Дальнейшие изменения этих размеров при температуре 4,2К в цикле показаны в графике на рис.3.

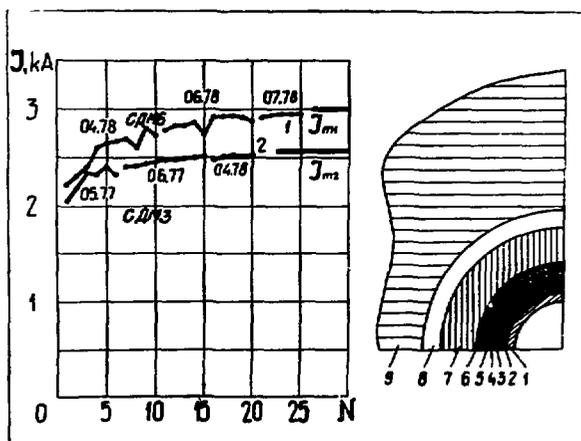
По результатам магнитных измерений в рабочей апертуре модели СДМ-6 были определены с точностью $(2 + 5) \cdot 10^{-4}$ относительные амплитуды гармонических

составляющих поля на радиусе 3,5 см при уровнях индукции (1 + 4)Т. На рис.3 показана зависимость секступольной составляющей от уровня индукции при нарастании и спаде индукции в рабочей области, измеренная в стационарном режиме. Основной вклад в нее вносился неоднородностью остаточного поля, уровень которого значителен из-за большого размера (75 мкм) сверхпроводящих нитей в исходном сверхпроводнике. Изменение секступольной составляющей, вызванное деформацией обмотки в цикле, не превышает $5 \cdot 10^{-4}$, что согласуется с оценкой этой величины по результатам измерения деформаций. Вклад, вносимый в секступольную составляющую неточностями изготовления и сборки обмотки, не превышает 10^{-3} .

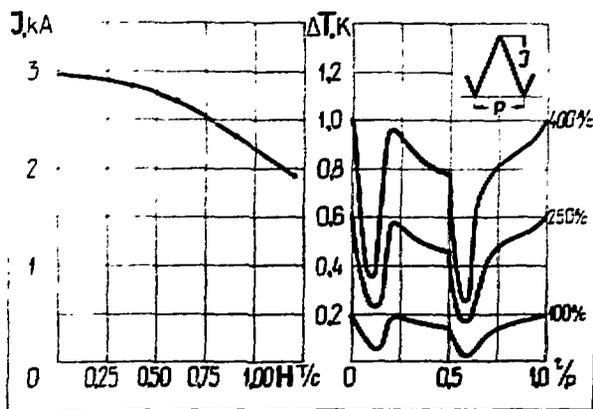
Применение проводника с размером сверхпроводящих нитей (7 + 10) мкм, использование бандажных колец из нержавеющей стали, доведение точности изготовления и сборки обмоток такого типа до (50 + 100) мкм позволят обеспечить требования к магнитному полю, предъявляемые для диполей магнитной системы УНК. Возможность достижения уровня индукции 5Т в рабочей области будет проверена при следующих испытаниях модели СДМ-6 на специальном стенде в условиях принудительного охлаждения обмотки потоком однофазного гелия, температура которого может регулироваться в пределах (3,5 + 4,5)К. Токонесущая способность обмоточного провода модели СДМ-6 позволяет при температуре 3,5К и токе 3330 А получить в рабочей области уровень индукции 5Т.

Л и т е р а т у р а

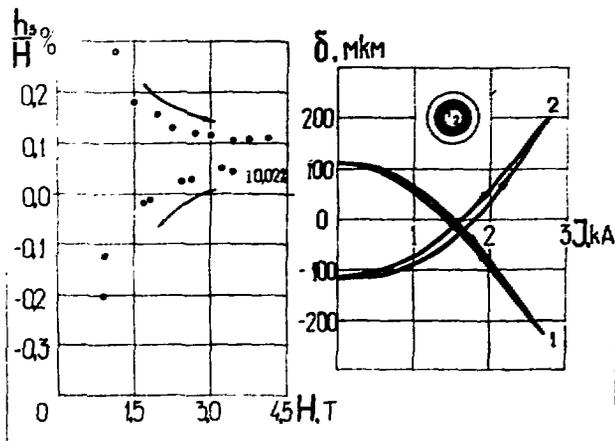
1. Васильев А.А., Логунов А.А. Труды X международной конференции по ускорителям заряженных частиц. Протвино, июнь 1977 г., т.1, с.18-22.



Р и с.1. Схема поперечного сечения СДМ-6 и кривые трендрозки СДМ-6 (1) и СДМ-8 (2).



Р и с . 2. Зависимость предельного тока от скорости изменения поля в рабочей области СДМ-6. Изменение температуры обмотки в цикле в установившемся режиме.



Р и с . 3. Зависимость секступольной составляющей от уровня индукции в рабочей области СДМ-6. Деформация внутренней опорной трубы в циклическом режиме возбуждения.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ ЭВАКУАЦИИ ЭНЕРГИИ ИЗ ВНУТРЕННЕ СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ

Н.Г.Анищенко, Д.Кабат, Р.Людемани, Х.Менке, Г.П.Цвинева, Е.А.Шегов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Большинство аварий сверхпроводящих магнитов (СПМ) связано с переходом части сверхпроводника обмотки в нормальное состояние. Средством обеспечения безопасности СПМ в аварийных условиях является эвакуация энергии из них в специальные устройства-поглотители энергии, расположенные вне криостата. Возникающие при этом потери в проводнике - вихревые и гистерезисные - приводят к нагреву обмотки, что может вызвать появление новых зон с нормальной проводимостью. Это способствует более равномерному нагреву всей обмотки при эвакуации энергии. Однако транспортный ток в таких случаях будет вызывать дополнительные потери в обмотке. В подобных ситуациях возникает задача быстрого снижения транспортного тока, однако, темп его снижения не должен превышать определенной величины, при которой скорость распространения нормальной зоны существенно возрастает и снижается эффективность эвакуации энергии (отношение доли энергии, выделившейся в поглотителе, к полной энергии, запасенной в магните). Наиболее высокая скорость снижения тока (при прочих равных условиях) обеспечивается в режимах с неизменным напряжением на концах обмотки в течение всей эвакуации. Такой режим можно осуществить, например, при выводе энергии на дутогасительную решетку автомата гашения поля (АГП) [1].

Ниже приводятся экспериментальные и расчетные данные, полученные при использовании в качестве поглотителя энергии дутогасительной решетки АГП. Кроме того излагаются результаты исследования работы устройства защиты СПМ, действующего в режиме "замороженного тока" (РЗТ). Все эксперименты проведены на лабораторной сверхпроводящей магнитной системе, содержащей соленоид с высокой однородностью магнитного поля. Система создана в криогенном отделе Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [2]. Основные параметры магнита: 8Т; 150А; 50 кДж; плотность тока во всех семи секциях - $(0,8+2,3) \cdot 10^8$ А/м²; диаметры проводников (НТ-50; КЗ-50%) - 0,7; 0,85 и 1,2 мм. СПМ имеет ряд особенностей, обуславливающих его поведение при эвакуации. Во-первых, в обмотке существует не одна, как в несекционированном соленоиде, а несколько зон с состоянием, близким к критическому. Это объясняется методом конструирования, обеспечивающим комплексную оптимизацию размеров соленоида [3]. Во-вторых, довольно велика плотность тока в обмотке. В-третьих, обмотка навита так, что практически можно считать проводник адиабатически изолированным от жидкого гелия.

Запуск устройств защиты СПМ осуществлялся тремя способами: 1) вручную; 2) автоматически-устройством индикации при подаче импульса в нагреватель, встроенный в обмотку магнита; 3) автоматически-устройством индикации при превышении критического тока. Устройство индикации нормальной зоны в обмотке СПМ выполнено по мостовой схеме с вспомогательной катушкой и срабатывало при превышении определенных регулируемых порогов: 50+100 мВ и 1+10 мс.

Изучено поведение обмотки магнита, сверхпроводящего выключателя, сравнивалась эффективность эвакуации при использовании в качестве коммутаторов тока

тиристорного, сверхпроводящего или электромагнитного выключателей, а в качестве поглотителей энергии - омического сопротивления или дугогасительной решетки АПГ. Расчетным путем определена максимальная температура обмотки магнита, в которой зарождается нормальная зона.

Эксплуатация СММ в РЗТ позволяет уменьшить расход криоагента и объем обслуживания. Рассмотрим требования, которым должно отвечать устройство защиты таких СММ. Очевидно, что необходимо обеспечить эвакуацию запасенной в магните энергии как при вводе (выводе) тока, так и в РЗТ. Для достижения высокой эффективности эвакуации традиционная сверхпроводящая перемычка (СП) должна быть заменена или дополнена сверхпроводящим выключателем (СВ), имеющим достаточно большое сопротивление в нормальном состоянии и быстродействующее управление. Кроме того, электрическую схему необходимо построить так, чтобы устройство питания магнита не препятствовало эвакуации.

В криогенном отделе ЛВЭ предложена и осуществлена схема защиты (рис. 1А), отвечающая перечисленным требованиям. К выводам магнита I последовательно подсоединены СВ и СП (2 и 3), а также защитное сопротивление 4. К концам СП подключено устройство питания 5. Управление перемычкой и выключателем (от устройства 7) - раздельное. Выбор величины сопротивления СВ определяется режимом эвакуации энергии, она на 1-2 порядка больше, чем у СП. СВ - как при изменении тока, так и в РЗТ находится в сверхпроводящем состоянии. Перевод его в нормальное состояние с помощью импульсного нагревателя, соединенного с конденсаторной батареей через тиристор (устройство 7), происходит автоматически по сигналу устройства 8, регистрирующего появление нормальной зоны в обмотке магнита. СВ выполнен из трех (в параллель) ниобий-титановых многослойных проводников с медноникелевой матрицей, полное сопротивление СВ при 10 К - 4I Ом, критический ток - 200 А.

Экспериментально получено, что при энергии управления выключателем ~50 Дж (энергия, запасенная в конденсаторе) время его перехода в нормальное состояние достаточно мало, особенно при токах соленоида, близких к критическому значению. В последнем случае СВ переходит за ~100 мкс. Однако сопротивление выключателя не достигает возможной максимальной величины 4I Ом, а составляет всего 50+80% от нее. Магнит при эвакуации энергии весьма легко и быстро переходит в нормальное состояние не только под действием нагревателя, но и самопроизвольно. Нормальная зона появляется в обмотке через $\geq 0,1$ с после начала инициированной вручную эвакуации, как результат потерь в проводнике, вызванных изменением магнитного поля и тока. При начальных токах $J_{MO} \leq 0,55 J_{MC}$, величине защитного сопротивления $\leq 5,3$ Ом и ручном запуске эвакуации магнит остается в сверхпроводящем состоянии. В этих случаях нагрев обмотки от потерь недостаточен для перехода в нормальное состояние. Начальная скорость роста сопротивления обмотки составила в различных режимах эвакуации 3,5+20 Ом/с. Эти скорости примерно на два порядка выше значений, полученных при расчете роста сопротивления за счет линейного распространения нормальной зоны из одной точки вдоль проводника в адиабатических условиях. Очевидно, в обмотке возникает одновременно несколько нормальных зон. Наблюдалось, что в результате перехода в обмотке магнита возникают внутренние напряжения, которые могут быть выше, чем максимальные напряжения на защитном сопротивлении. Например, в режиме ($J_{MO} = 120$ А; автоматический запуск защиты при инициировании нормальной зоны нагревателем) эвакуации на сопротивление при максимальном напряжении на концах обмотки 60 В напряжение внутри магнита на участке с нормальной зоной было более 570 В. На рис. 2 показаны зависимости

эффективности эвакуации от начального тока соленоида и величины защитного сопротивления при различных способах иницирования эвакуации. Невысокая в некоторых режимах эффективность связана с бурным переходом соленоида в нормальное состояние.

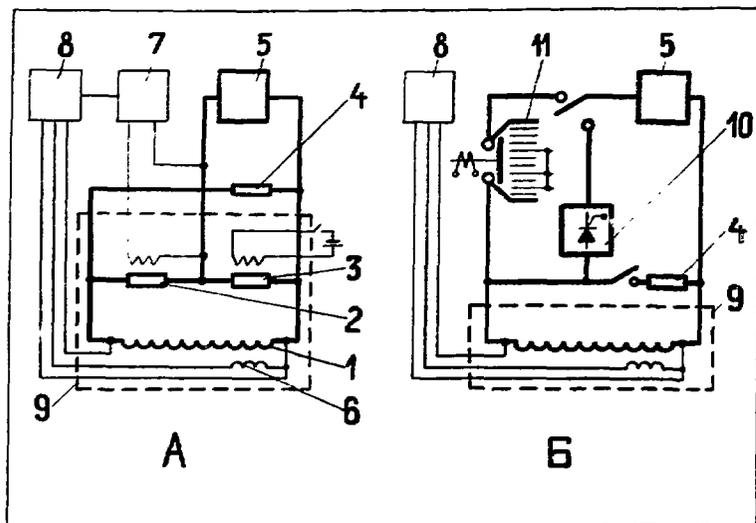
Эксперименты по повышению эффективности эвакуации энергии проведены в режиме циркуляции тока через источник питания 5 (рис.1Б). Схема содержит два вида поглотителей энергии: омическое сопротивление 4 и дутогасительную решетку II автомата гашения поля. Коммутаторами тока служат, соответственно, тиристорный выключатель IO, имеющий время полной коммутации $t_{ПК} \approx 0,2$ мс, и механические контакты АП с электромагнитным приводом ($t_{ПК} \approx 100$ мс - с учетом времени работы привода и входа дуги в решетку). Изменение величины $U_{\max} \approx \text{Const}$ при эвакуации на решетку АП осуществлялось шунтированием части промежутков решетки наружными перемычками.

Некоторые результаты исследований по повышению эффективности эвакуации энергии приведены на рис.3. В режимах ручного запуска устройства защиты при $J_{\text{мо}} = 120$ А эффективность эвакуации на АП при разных U_{\max} на 10-25% выше, чем на омическое сопротивление. В режимах ($J_{\text{мо}} = 120$ А) автоматического запуска устройства защиты при иницировании нормальной зоны нагревателем эффективность эвакуации на АП примерно на 10% выше, чем на сопротивление. Очевидно, что повышение эффективности при эвакуации на АП связано с уменьшением длительности протекания транспортного тока по нормальной зоне обмотки. Так, в сравниваемых режимах ($J_{\text{мо}} = 120$ А; $U_{\max} \approx 500$ В; автоматический запуск, нагреватель) рост величины нормального сопротивления обмотки СПМ во времени примерно одинаков, а время снижения тока со 120 до 12 А при эвакуации на сопротивление составляет $\sim 1,3$ с, на АП - $\sim 0,8$ с. В режимах автоматического запуска устройства защиты при достижении критического тока эффективность при эвакуации на АП примерно на 8% выше, чем на сопротивление.

С использованием полученных в экспериментах кривых спада тока при эвакуациях расчетным путем (на ЭВМ) определены временные зависимости температуры (T_{\max}) той части обмотки СПМ, в которой начинался переход сверхпроводника в нормальное состояние. В расчетах, проведенных по уравнениям теплового баланса, составленным для условий адиабатического нагрева нормальной зоны транспортным током, учитывались температурные зависимости удельной теплоемкости и сопротивления проводника. Расчеты показали, что быстроедействие коммутаторов тока этих устройств влияет на T_{\max} гораздо сильнее, чем на эффективность эвакуации. Так, например, для некоторых экспериментальных режимов эвакуации на АП с электромагнитным приводом контактов ($t_{ПК} \approx 100$ мс) T_{\max} была даже на несколько градусов выше, чем в соответствующих режимах эвакуации на сопротивление. В условиях же одинакового быстрогодействия коммутаторов T_{\max} , например, в режимах с достижением $J_{\text{мс}}$ ($U_{\max} \approx 500$ В) составило: при эвакуации на сопротивление - 70 К, на АП - 52 К.

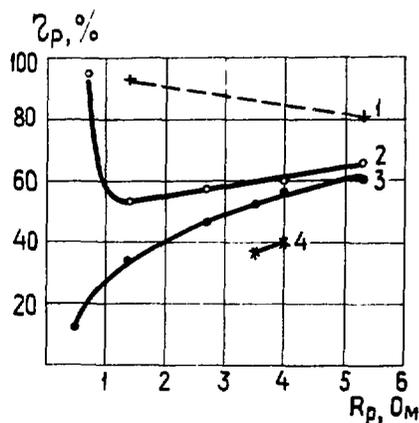
Л и т е р а т у р а

1. Анищенко Н.Г. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, X.1976 г.), том II, стр.67, М., Наука, 1977.
2. Кабат Д. и др. Препринт ИАЭ, 2887, Москва, 1977.
3. Кабат Д. Препринт ОИЯИ, Р8-10003, Дубна, 1976.

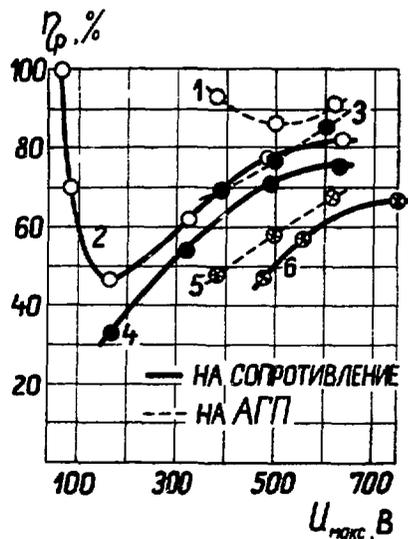


Р и с. 1. Схемы электропитания и защиты сверхпроводящего соленоида, работающего в режиме "замороженного тока" (А) и в режиме с циркуляцией тока через источник питания (Б).

1 - магнит; 2 - сверхпроводящий выключатель; 3 - сверхпроводящая перемычка; 4 - защитное омическое сопротивление; 5 - устройство электропитания; 6 - вспомогательная обмотка; 7 - блок управления сверхпроводящим выключателем; 8 - блок индикации нормальной зоны; 9 - криостат; 10 - тиристорный коммутатор; 11 - автомат гашения поля с электромагнитным приводом контактов.



Р и с. 2. Зависимость эффективности эвакуации z_p запасенной в магните энергии от величины начального тока I_{MO} магнита и защитного сопротивления R_p при различных способах запуска устройства защиты. 1 - $I_{MO}/I_{MC}=0,55$, ручной запуск; 2 - $I_{MO}/I_{MC}=0,8$, ручной запуск; 3 - $I_{MO}/I_{MC}=0,8$, автоматический запуск, нагрев магнита; 4 - $I_{MO}/I_{MC}=1,0$, автоматический запуск.



Р и с. 3. Зависимость эффективности эвакуации от максимального напряжения на концах обмотки для различных поглотителей энергии. 1, 2 - $I_{MO}=120$ А, ручной запуск; 3, 4 - $I_{MO}=120$ А, автоматический запуск, нагрев магнита; 5, 6 - I_{MC} , автоматический запуск.

РАСЧЕТ ИМПУЛЬСНОГО РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л.Н. Зайцев

Московский инженерно-физический институт

Сверхпроводящие магнитные системы ускорителей будут подвергаться облучению вследствие неизбежных потерь частиц. При типичных для синхротронов потерях частиц $I \pm 3\%$, интенсивности $N_0 = 10^{13}$ прот/элп. и энергиях несколько ТэВ дозы облучения (энерговыведения) в среднем за год не превысят $\sim 10^6$ мДж/г в области систем ввода и вывода пучка и $\sim 10^4$ мДж/г в остальных магнитных структурах. В работе [1] показано, что для NbTi критическая плотность тока (КПТ) уменьшается на 20% при дозах облучения протонами (30 ТэВ) выше 10^8 мДж/г. После отжига до комнатной температуры КПТ восстанавливается до 95% КПТ без облучения. Следовательно, длительное облучение, т.е. "проблема дефектов" не существенна для ускорительной техники. Как известно, эта проблема важна для сверхпроводящих магнитов термоядерных установок.

Наиболее опасен для ускорителей импульсный радиационный нагрев обмоток магнитов [2]. При импульсах > 1 мс, характерных для многооборотной инжекции, ускорения и медленного вывода протонов, происходит изотермический нагрев, причем тепловые потоки изменяются в пределах от 0,2 до 50 мВт/г (при выводе). Для сравнения: потери на гистерезис, вихревые токи и др. в сумме составляют порядка 0,6 мВт/г. Короткие импульсы (< 1 мс) при "быстрой инжекции", быстром или аварийном выводе пучка приводят к адиабатическому нагреву и характеризуются энерговыведениями при типичных условиях для синхротронов от 20 до 100 мДж/г.

Адиабатические условия являются главной причиной, приводящей к нежелательному ограничению интенсивности ускорителей, причем ограничение интенсивности по радиационному нагреву значительно больше, чем по пространственному заряду [2]. В настоящем докладе рассматривается полуэмпирический метод расчета энерговыведений в магнитных структурах и делается оценка радиационного нагрева обмоток магнитов при адиабатических условиях.

Чтобы ответить на вопрос, может ли магнит с заданными параметрами стабильно работать в изменяющемся во времени и пространстве радиационном поле ускорителя, необходимо знать: а) источники первичного излучения, т.е. распределение потерь частиц по апертуре и азимуту вакуумной камеры; б) распределение энерговыведений вследствие нуклон-мезонного и электрон-фотонного каскадов, инициируемых первичными источниками; в) допустимые величины энерговыведения или градиенты температур, которым соответствует переход магнита из сверхпроводящего в нормальное состояние. Строгое решение задачи требует создания комплексных программ для ЭМ, основанных на методах решения уравнений движения частиц в магнитных полях с учетом возмущений и уравнений переноса вторичных частиц, как правило методом Монте-Карло, с учетом влияния магнитного поля в веществе. Это очень сложная задача, стоящая наравне с проблемой разработки самих сверхпроводящих магнитов для ускорителей.

Для оценок достаточно рассмотреть две геометрии. В случае равномерных по азимуту потерь (геометрия "а", рис. 1) максимальная величина энерговыведения

$W_{\text{макс.}}$ может быть вычислена в предположении:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} W_{\text{макс.}}(z-z') S(z) dz' \equiv \int_0^{\infty} W_{\text{макс.}}(z) dz' \text{ при } \alpha_E \sim 1 \text{ мрад, (1)}$$

где левая часть соответствует равномерной высадке протонов $S(z)$ по азимуту z в полубесконечном поглотителе с отверстием, а правая часть - гашению "тонкого луча" в сплошном полубесконечном поглотителе. Проверка этой гипотезы расчетами методом Монте-Карло показала, что тождество (1) выполняется лучше в том случае, когда высадка частиц идет на одну стенку отверстия локально, а не равномерно по апертуре. Тогда интегралы в (1) отличаются только на 20-30% за счет утечки частиц в отверстие. Кстати, магниты следует рассчитывать на локальную высадку, как наиболее опасную для обмоток.

На рис. 1 (кривая 1) показана зависимость $W_{\text{макс.}}$ от энергии E_0 первичных частиц, которая получена на основе расчетных и экспериментальных данных по гашению пучков протонов в стальных или медных поглотителях [2]. Прямая 2 есть результат двух независимых расчетов методом Монте-Карло, выполненных В.Б.Хвостовым [3] и Н.В.Моховым [4], в геометрии "а". Прямая 3 есть результат аналогичного расчета энерговыделения при $z_a + z$, где $z = 1$ см. Зависимость распределения энерговыделения от радиуса z показана на рис. 2. Радиус z отсчитывается от внутренней поверхности вакуумной камеры.

К сожалению, для геометрии "б" (рис. 1), которая наиболее нужна для прогнозирования радиационного нагрева и стабильности сверхпроводящих магнитов [2], пока невозможно разработать простой полуэмпирический метод расчета энерговыделений. Во-первых, $W_{\text{макс.}}$ сильно зависит от радиуса апертуры z_a и уменьшается с увеличением z . Во-вторых, функции $W_{\text{макс.}}(E_0, z=0)$ (кривые 5, 6), вычисленные методом Монте-Карло по программе MAGKA [5], расходятся с данными экспериментов в 5-7 раз.

На рис. 3 для примера показано относительное распределение $W_{\text{макс.}}(z)$ в магнитных структурах синхротрона в Батавии (США), полученное нами феноменологически - на основе измерений наведенной радиоактивности по периметру вакуумной камеры (кривая 1). Зависимости 2 и 3 (рис. 3) учитывают флуктуации энерговыделения ($K_H = 6,7$). На больших расстояниях от выводных систем ($z > 300$ м) $W_{\text{макс.}}(z) \approx W_{\text{макс.}}(0) \cdot \exp(-Qz/2R_0)$, где Q - число бетатронных колебаний за оборот; R_0 - средний радиус кольца ускорителя [6]. Для грубых оценок рекомендуется в расчетах энерговыделений использовать кривую 4, согласующуюся с измерениями при $z_a = 2$ см. В дальнейшем следует провести расчетно-теоретические и экспериментальные исследования функций $W(E_0, z, z)$ для реальных геометрических ситуаций типа "б" и различных сортов первичных частиц: протонов, дейтонов и тяжелых релятивистских ядер вплоть до урана. Методика исследований была намечена еще в работе [6].

Дальнейшая процедура вычислений энерговыделения тривиальна. При равномерных по азимуту потерях на участке Δz (геометрия "а", рис. 1):

$$W_{\text{макс.}} = \frac{W(E_0) \cdot L \cdot N_0 \cdot K_H}{2\pi \cdot R_0 \cdot \sin \alpha_E} \leq W_q \quad (2)$$

В случае мишеней и выводных систем (геометрия "б", рис. 1):

$$W_{\text{макс.}} = W(E_0, z) \cdot \eta \cdot L \cdot N_0 \cdot K_H \leq W_q \quad (3)$$

В формулах (2), (3): E_0 - энергия первичных частиц, ГэВ; N_0 - интенсивность в конце ускорения, прот/ммс; L - потери частиц, отн. ед; η - эффективность

мишени (септума), отн. ед.; K_H - коэффициент неравномерности энерговыделения, отн. ед.; $W(E_0, Z)$ - энерговыделение на один взаимодействующий протон, мДж/г; W_q - предельно-допустимая величина энерговыделения, мДж/г.

Как показали эксперименты по облучению действующих сверхпроводящих магнитов в США (см., например, [7]), величину W_q при адиабатическом нагреве можно определять по энтальпии для коротких композитных образцов:

$$W_q \approx \varepsilon(T) = \int_{\Delta T_q} c_p(T) dT, \quad (4)$$

где $c_p(T)$ - удельная теплоемкость $N\beta_x \tau_i$ (α - процентное содержание $N\beta$ в сплаве); ΔT_q - допустимый градиент температуры, К, зависящий от магнитного поля B и отношения $J_{раc}/J_c$, отн. ед.

Для примера в таблице приведены исходные данные и вычислена допустимая величина N_0 для Даблера (США) [8] при условии осуществления быстрого вывода пучка.

Т а б л и ц а

Исходные данные и результаты расчета предельной интенсивности

E_0 , ГэВ	B , Т	$J_{раc}/J_c$	ΔT , °К	W_q , мДж/г	L	η	K_H	$W_{макс}^*$, мДж/г	N_0^{**} прот./имп.
1000	4,23	0,82	0,1	0,06	10^{-3}	1	6,7	$3 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{10}$ + $3 \cdot 10^{11}$

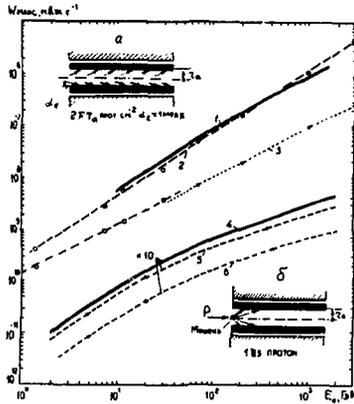
* При $Z = 0$ (рис. 1).

** По проекту $N_0 = 5 \cdot 10^{13}$ прот./имп.

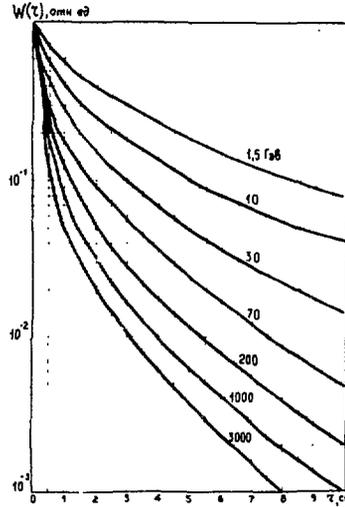
Последняя величина $3 \cdot 10^{11}$ прот./имп. получается только в том случае, если на расстоянии $Z = 500$ м от септума ламбертсоновского магнита будут установлены обычные "теплые" магнитные структуры. Таким образом, даже при очень малых потерях ($\sim 0,1\%$) импульсный радиационный нагрев представляет серьезную проблему.

Л и т е р а т у р а

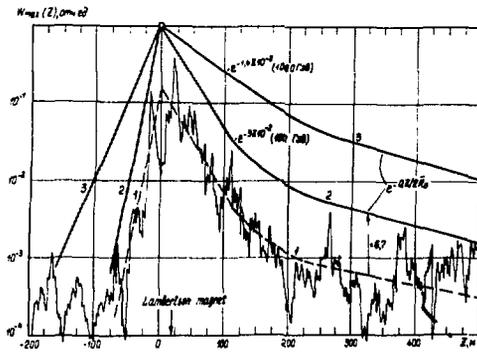
1. Snead C.L., Nicolosi Ir.L., Tremel W., Appl. Phys. Lett., 1977, 31, 130.
2. Зайцев Л.Н. ОИЯИ, Р16-104с0, Дубна, 1977.
3. Зайцев Л.Н., Клещенко Е.Д., Рублев Н.И. и др. Пятое всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц (аннотации докладов) ЦНИИатоминформ., Москва, 1976.
4. Дайковский А.Г., Маслов М.А., Мохов Н.В. и др. ИФЭЭ ОФИ, 77-139, 1977.
5. Restat C., Schönhacher H., Van de Voord M., Rep.CERN ISR-MA/75-20, 1975.
6. Василишин Б.В., Зайцев Л.Н., Петоян И.И., ОИЯИ, Р16-7036, Дубна, 1973.
7. Argonn Superconducting beam line, CERN Courier, 1976, 16, 96.
8. The Energy Doubler, Rep. FERMILAB, Operated by Universities Research Association, June, 1976.



Р и с. 1. Максимальная поглощенная энергия в обмотке магнита в зависимости от энергии потерянных протонов: 1- полуэмпирическая оценка [2]; 2,3- расчёты методом Монте-Карло [3,4] в геометрии "а", 4-6 - расчёты методом Монте-Карло [5] в геометрии "б".



Р и с. 2. Зависимость поглощенной энергии в обмотке от радиуса z для дипольных и квадрупольных магнитов.



Р и с. 3. Изменение поглощенной энергии в обмотке магнита с расстоянием z : 1 - аппроксимация по распределению измеренной наведенной радиоактивности ускорителя в Батавии на 400 ГэВ (США); 2,3- функции, рекомендуемые для приближенных оценок энерговыделения.

О МЕРАХ ЗАЩИТЫ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ УНК
ОТ РАДИАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.И.Балбеков, С.Л.Кучинин, В.Н.Лебедев, Н.В.Мохов, К.П.Мызников,
Ю.С.Федотов, В.Н.Чепегин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Дальнейший прогресс в физике высоких энергий связан с созданием ускорителей со сверхпроводящими магнитными системами (СМС) [1,2]. Однако уже первые оценки воздействия высокоэнергетического излучения на СМС [3-8] показали, что радиационный разогрев сверхпроводящих обмоток, обусловленный потерями пучка, может оказаться основным фактором, ограничивающим интенсивность пучка. В настоящей работе этот вопрос рассматривается применительно к проекту ускорительно-накопительного комплекса (УНК) ИФВЭ [2], рассчитываемого на ускорение до энергии 3 ТэВ пучка протонов интенсивностью $6 \cdot 10^{14}$ протонов за цикл.

Потери пучка на элементах УНК при инжекции, накопления, ускорении и выводе можно разделить на мгновенные ($t < 1+10$ мс) и непрерывные ($t > 100$ мс). Мгновенные потери можно ожидать на первом обороте, при развитии быстрых неустойчивостей в пучке в процессе ускорения, при быстром выводе. Непрерывные потери возможны при рассеянии частиц на остаточном газе, при попадании на стенки камеры незахваченной в ускорение части пучка, при медленном выводе. Характерные для УНК углы падения протонов на стенки вакуумной камеры составляют 0,1+1 мрад.

Основной причиной радиационного разогрева СМС является развитие в веществе нуклон-мезонного каскада, инициируемого первичными протонами. Расчеты каскадов в магнитах УНК проводились методом Монте-Карло по программе *MARS-4* [9]. В расчете использовалась модель СМС, аналогичная описанной в работе [7]. При расчете распределений плотности энерговыделения и соответствующих им величин разогревов в элементах магнита не учитывалось влияние магнитного поля на развитие каскада. Учет магнитного поля может, по предварительным оценкам, увеличить максимальную плотность энерговыделения в несколько раз. Результаты усреднялись по азимуту в поперечном сечении магнита. В отличие от [7] в данной работе использовалось более мелкое разбиение по радиусу, и для получения величины максимального разогрева результаты вычислений экстраполировались к поверхности обмотки, прилегающей к вакуумной камере, что позволило более корректно определить допустимую величину потерь пучка.

Переход от вычисленных значений энерговыделений к величине потерь пучка зависит от выбора величины допустимого разогрева сверхпроводящей обмотки (ΔT). Повышение температуры за счет только радиационного разогрева должно быть меньше максимально возможного, определяемого критическими параметрами магнита [8]. В силу отсутствия надежных экспериментальных данных в расчетах была принята величина $\Delta T = 2^\circ$ при инжекции в начале ускорения и $\Delta T = 0,2^\circ$ в конце ускорения.

При мгновенных потерях пучка энерговыделение в сверхпроводящей обмотке приводит к повышению ее температуры и может вызвать переход в нормальное состояние. При непрерывных потерях ограничивающим фактором является поток тепловой энергии, нагружающий криогенную систему. Его допустимая величина была принята

равной 1 Вт/м СМС. Как показали расчеты [7], при этих условиях наиболее жесткие ограничения соответствуют мгновенным потерям пучка. Оценка допустимых мгновенных потерь при инжекции и в начальный период ускорения во II ступени УНК составляет по порядку величины 10^{10} протонов за импульс.

При интенсивности ускоренного пучка $6 \cdot 10^{14}$ протон/цикл обеспечить такой уровень облучения сверхпроводящих магнитов можно только при соблюдении специальных мер. Необходимость снижения потерь и защиты элементов УНК от облучения учитывалась при проектировании комплекса в целом. Принята двухступенчатая схема ускорения, в которой подавляющая часть потерь локализуется в железном кольцевом магните I ступени. Перезахват пучка на ускоряющую частоту 200 МГц производится в ускорителе У-70. Там же перед инжекцией пучка в первую ступень УНК производится формирование резкой границы пучка, так что вне эмиттанта 2 мм-мрад содержится менее 0,1 % интенсивности. Накопление большой интенсивности при энергии 70 ТэВ происходит в I ступени. В обеих ступенях УНК длина согласованных прямолинейных промежутков (СПП) выбрана равной 487 м. Такая длина позволяет организовать в СПП I ступени станции перехвата для локализации потерь и формирования пучка перед его переводом во вторую ступень. В азимутальном распределении пучка в процессе накопления организуются интервалы для переднего фронта импульса тока ударных магнитов систем перевода и вывода. Апертура канала перевода выбрана равной апертуре I ступени. Все это позволяет получить эффективность перевода лучше 99 %. На стабильность токов магнитов системы перевода накладываются жесткие допуски, чтобы когерентные колебания пучка из-за ошибок ввода не приводили к потерям пучка. Для локализации возможных потерь в процессе ускорения во второй ступени в одном из СПП организуется станция перехвата потерь. Большая длина СПП позволяет расположить за ней коллиматоры, с помощью которых подавляется рассеянное излучение, образуемое при перехвате потерь, и предотвращается переоблучение сверхпроводящих магнитов УНК.

Серьезные проблемы, связанные с облучением СМС, возникают при работе систем вывода. В УНК предусмотрены 3 режима вывода: быстрый однооборотный, медленный резонансный длительностью 38 с, быстрый резонансный длительностью ~1 мс до десяти раз за цикл по $6 \cdot 10^{13}$ протонов через 3 с на протяжении плато магнитного поля. На рис. 1 приведена схема согласованного прямолинейного промежутка УНК, в котором расположены элементы системы вывода. Заброс пучка в септум-магниты при быстром выводе производится ударным магнитом КМ1. При резонансном быстром или медленном выводе заброс пучка в ЭС-септум осуществляется посредством резонансной раскачки бетатронных колебаний. Как показали расчеты, наибольшую опасность с точки зрения облучения СМС второй ступени УНК представляет режим быстрого резонансного вывода. При разумных величинах заброса пучка в ЭС-септум (порядка 20 нм) на его перегородку приходится около 1% выводимой интенсивности. Перегородка представляет собой ряд проволочек диаметром 0,1 мм. При энергии более 1 ТэВ углы отклонения из-за упругого рассеяния малы, поэтому более 70% падающих на перегородку протонов будут взаимодействовать с ядрами вещества проволочек. Таким образом, число взаимодействий при каждом быстром резонансном выводе составит около $5 \cdot 10^{11}$.

Вторичные частицы, образующиеся в неупругих взаимодействиях на ЭС-септуме, облучают установленные за ним сверхпроводящие элементы. Адроны инициируют межядерный каскад, γ -кванты от распада J/ψ -мезонов генерируют электрон-фотонный ливень.

На рис.2 представлена зависимость плотности энерговыделения в сверхпроводящей обмотке линзы, установленной на расстоянии 170 м от ЭС-септума (линза A_5' на рис.1), от толщины защитного слоя из железа, размещенного вокруг вакуумного ионопровода. Видно, что при толщине защитного слоя в несколько мм существенно снижается энерговыделение в обмотке из-за уменьшения вклада электронно-фотонного ливня от γ -квантов, образованных в ЭС-септуме. При толщине экрана более 3 мм он почти полностью подавляется. Практически это может быть достигнуто выбором соответствующей толщины вакуумной камеры. Увеличение толщины защитного слоя до 1-2 см позволяет снизить в 2-3 раза величину энерговыделения в обмотках, обусловленную потерями адронов, падающих на стенку вакуумной камеры под углами менее 10 мрад.

На рис.3*^ж) показана величина коэффициента K_0 , характеризующего степень переоблучения СМС, в зависимости от расстояния СМС от ЭС-септума при числе взаимодействий на нем $5 \cdot 10^{11}$. При $K_0=1$ плотность энерговыделения равна принятому допустимому значению, при котором перегрев не превышает $\Delta T = 0,2^\circ$. Вычисленные зависимости коэффициента K_0 от расстояния L приведены для различных энергий падающих на ЭС-септум протонов и апертур облучаемых СМС. Параметром является угол θ между направлением пучка, падающего на ЭС-септум, и осью вакуумной камеры. Как видно из рисунка, при энергии 3 ТэВ и $\theta = 0$ для сверхпроводящей линзы диаметром 13 см коэффициент K_0 в максимуме ≈ 30 . Увеличение диаметра апертуры СМС не дает существенного уменьшения коэффициента K_0 . При энергиях выше 1 ТэВ эффективной мерой является увеличение угла θ . Для геометрии рассматриваемого промежутка при энергии 1,5 ÷ 3 ТэВ и угле $\theta = 2$ мрад удастся снизить почти до допустимого уровня облучение сверхпроводящих элементов, расположенных в прямолинейном промежутке. Из рисунка 3 следует, что при этом существенно снижается также облучение СМС кольцевого магнита.

Практически необходимый угол θ можно создать путем отворота пучка перед попаданием в ЭС-септум с помощью магнита БМЗ (рис.1). Создаваемое возмущение циркулирующего пучка можно скомпенсировать с помощью магнитов БМЗ', БМ2' и БМ1'.

Следует заметить, что действие магнитных элементов, установленных за ЭС-септумом, перераспределяет потоки частиц, вследствие чего величина коэффициента K_0 может возрасти. Этот эффект необходимо учитывать при выборе конкретной конструкции прямолинейных промежутков и расстановке в нем оборудования.

Использование защитных коллиматоров позволяет дополнительно снизить энерговыделение в СМС. Размеры проходных отверстий одиночных коллиматоров определяются из условия полной экранировки поверхности вакуумной камеры защищаемого элемента от вторичных частиц с ЭС-септума. Коэффициент защиты при длине коллиматора $l \gg 6$ м и энергии адронов 0,2 ÷ 3 ТэВ практически постоянен и равен ~ 4 . Для увеличения коэффициента защиты можно использовать несколько разнесенных по длине коллиматоров. Если при этом соблюдается условие экранировки, то можно получить большую величину коэффициента защиты. Однако выполнение этого требования приводит к заметному уменьшению диаметра проходного отверстия коллиматоров и уменьшению акцептанса ускорителя, что ограничивает возможность использования этого способа защиты.

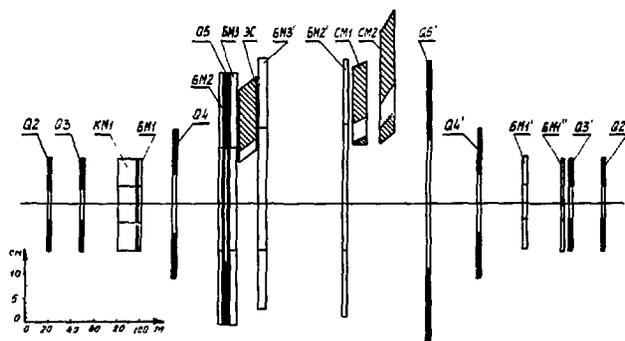
*^ж) Вклад в энерговыделение электрон-фотонного ливня от γ -квантов, образованных в ЭС-септуме, не учитывался.

Для избежания разрушения и перегрева СМС при аварийных ситуациях в обеих ступенях УНК предусматривается система однооборотного вывода пучка с эффективностью лучше 99 %.

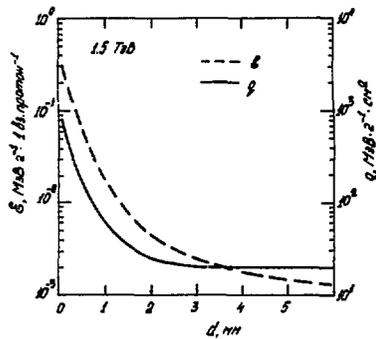
Приведенные в докладе результаты являются предварительными. Изучение этой важнейшей проблемы в настоящее время продолжается. Однако полученные результаты позволяют надеяться, что разработанный в проекте УНК комплекс мер по минимизации потерь пучка и защите сверхпроводящих магнитных систем позволит обеспечить работу комплекса при проектной интенсивности пучка.

Л и т е р а т у р а

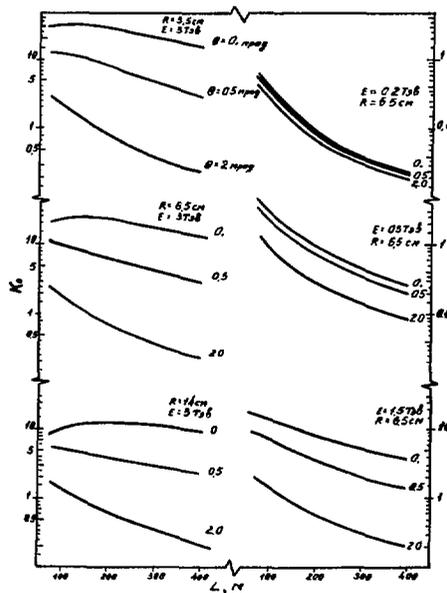
1. The Energy Doubler, FNAL, Batavia, 1976.
2. В.И.Балбеков и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Протвино, 1977, т.1, стр.127.
3. C. Restat et al. Preprint CERN ISR-MA/75-20, 1975.
4. Н.В.Мохов и др. Препринт ИТЭФ-II4, Москва, 1975.
5. Van Ginneken. Preprint FNAL TM-685, Batavia, 1976.
6. Л.Н.Вайцев. Сообщение ОИЯИ Р16-10480, Дубна, 1977.
7. А.И.Дайковский, М.А.Маслов, Н.В.Мохов, А.И.Федосеев. Препринт ИФВЭ 77-139, Серпухов, 1977.
8. Г.Брехна. Сверхпроводящие магнитные системы. М., "Мир", 1976.
9. И.С.Байшев, С.Л.Кучинин, Н.В.Мохов. Препринт ИФВЭ 78-2, Серпухов, 1978.



Р и с. 1. Схема выводного прямолинейного промекутка УНК. Q_2+Q_4 - квадрупольные согласующие линзы; KMI - ударный магнит быстрого вывода; ЭС - электростатический септум медленного вывода; CM1, CM2 - выводные магниты с токовой перегородкой; BHI+BHI' - вспомогательные бамп-магниты.



Р и с. 2. Типичная зависимость максимальной плотности энерговыделения ϵ в обмотке СМС от толщины вакуумной камеры при облучении вторичными частицами с ЭС-септума; φ - переводной коэффициент флюенса адронов в обмотке к плотности энерговыделения.



Р и с. 3. Зависимость коэффициента K_0 от расстояния L между ЭС-септумом и облучаемым сверхпроводящим элементом.
 R - радиус апертуры элемента; E - энергия пучка, ТэВ;
 θ - угол между направлением пучка на ЭС-септуме и осью вакуумной камеры.

ВАРИАНТ ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ УНК
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОДНОФАЗНОГО ГЕЛИЯ

В.И.Бондаренко, В.Л.Васильев, В.Н.Васильев, Л.Б.Динабург, В.В.Калинин,
Н.А.Моносзон, И.А.Мозалевский, С.В.Семенов, В.Ф.Фокеев, В.Н.Хруцев

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

Схема рассматриваемого варианта системы охлаждения сверхпроводящих магнитов ускорительно-накопительного комплекса (УНК) ИФЭЭ [1] разработана применительно к конструкциям магнитов, в которых сверхпроводящие обмотки охлаждаются потоком однофазного гелия, принудительно циркулирующим в каналах обмоток. По принципам построения она, так же как и схема [2], принятая для ускорителя в лаборатории им.Ферми (США), основана на организации теплообмена между прямым потоком однофазного гелия, проходящим через каналы обмоток цепочки магнитов, и обратным потоком двухфазного гелия, возвращающимся в криогенную установку. На рис.1 показаны схема поперечного сечения каналов для прохода потоков однофазного и двухфазного гелия в магните и схема продольного движения потоков гелия в цепочке магнитов. Сверхпроводящая обмотка каждого магнита (как диполя, так и квадруполья) представляет собой двухслойную систему проводников, уложенных вдоль магнита в двух кольцевых зонах между внутренней опорной трубой и наружным бандажом обмотки.

В каждом слое организовано по 16 параллельных винтовых (под углом 60° к продольной оси магнита) каналов, для прохождения части потока однофазного гелия, охлаждающего обмотку. Остальная часть потока однофазного гелия проходит в цилиндрической полости между бандажом и полостью обратного потока двухфазного гелия. В этой области происходит теплообмен между потоками однофазного и двухфазного гелия. На выходе из каждого магнита обе части потока однофазного гелия смешиваются и вновь разделяются на входе в следующий магнит. Поток двухфазного гелия образуется за счет дросселирования потока однофазного гелия в последнем из цепочки магните. Для обеспечения эффективного теплообмена между потоками двухфазного и однофазного гелия при низком градиенте температур весовое паросодержание двухфазного гелия на выходе должно поддерживаться не более 0,5. Для этого в схеме охлаждения необходимо иметь перекачивающее устройство, например жидкостный насос, обеспечивающий, по крайней мере, удвоение потока. Такая схема охлаждения (рис.2) позволяет достигнуть достаточно эффективного охлаждения сверхпроводящих обмоток (коэффициент теплоотдачи от потока однофазного гелия $0,1 \text{ Вт/см}\cdot\text{К}$) при тепловых потерях на сжатие потока гелия в насосе, не превышающих 10-15% полезной тепловой нагрузки на криогенную систему.

В соответствии с общепроектными соображениями по УНК были выполнены расчеты схемы охлаждения для двух значений средней удельной тепловой нагрузки 2 Вт/м и $1,2 \text{ Вт/м}$ (на 1 м длины кольца) при длинах цепочек магнитов 455 м и 910 м, соответствующих размещениям 18 и 9 криогенных станций по длине кольцевого электромагнита. Расчеты показали, что для поддержания температуры обмоток на уровне 4,8 К необходимо, чтобы расход гелия в цепочке магнитов длиной 455 м составлял $(310 + 350) \text{ кг/ч}$, а суммарные потери давления по

длине печочки магнитов не превышали $(0,7 + 0,8)$ кг/см². При этих перепадах давлений и расходах тепловые потери на сжатие гелия в насосе, тепловой КПД которого принят равным 0,5, составят $(I_2 + I_4)\%$ от тепловой нагрузки, снимаемой с магнитов. Паросодержание на выходе из цепочки магнитов при этом равно $0,55 + 0,57$.

С учетом того, что при зазоре в кольцевом канале двухфазного потока $(5+6)$ мм можно обеспечить уровень потерь давления по его длине $0,05$ кг/см² и что перепад давления, обеспечивающий невоскипание однофазного гелия в обмотке, в данном случае равен $(0,23 + 0,25)$ кг/см², величина потерь давления по длине потока однофазного гелия не должна превышать $(0,4+0,5)$ кг/см². Такой уровень потерь давления в каналах охлаждения обеспечивается при высоте канала 3 мм для принятой ширины канала 6 мм и общем числе каналов в сечении обмотки 32. Потери давления в патрубках, связывавших магниты по однофазному потоку и представлявших собой две трубы с проходным диаметром 30 мм, составляют небольшую величину - $(0,02 + 0,03)$ кг/см². При расчете принималось, что потери давления в соединительных патрубках магнитов по двухфазному потоку составляют половину от общих потерь в данном тракте.

В цепочке магнитов длиной 910 м необходимо поддерживать расход гелия $(450 + 480)$ кг/ч, что позволит обеспечить на выходе двухфазного потока из цепочки магнитов паросодержание 0,5. Потери тепла на сжатие гелия в насосе составят $(I_0 + I_1)\%$ от тепла, снимаемого с цепочки магнитов, а суммарные потери давления в трактах охлаждения не превысят $(0,55 + 0,6)$ кг/см².

Поскольку длина цепочки магнитов в варианте с 9 станциями возросла вдвое, потери давления в потоке двухфазного гелия возрастут до $0,1$ кг/см². Из-за возрастания расхода гелия кольцевой канал двухфазного гелия увеличится до $(6 + 7)$ мм, а перепад давления, обеспечивающий невоскипание гелия в обмотке, уменьшится до $(0,17+0,18)$ кг/см² при той же, что и в варианте с 18 станциями, температуре магнитов 4,8 К. При расчетах принималось, что рабочая температура кипения гелия, обеспечиваемая криогенными станциями, равна 4,5 К. Существует возможность снижения рабочей температуры с помощью введения в установку специальных устройств, например криогенных нагревателей, до $(4 + 4,2)$ К, что приведет к соответствующему снижению температуры обмоток до $(4,3 + 4,5)$ К и к увеличению потерь тепла на $(10 + 15)\%$ соответственно.

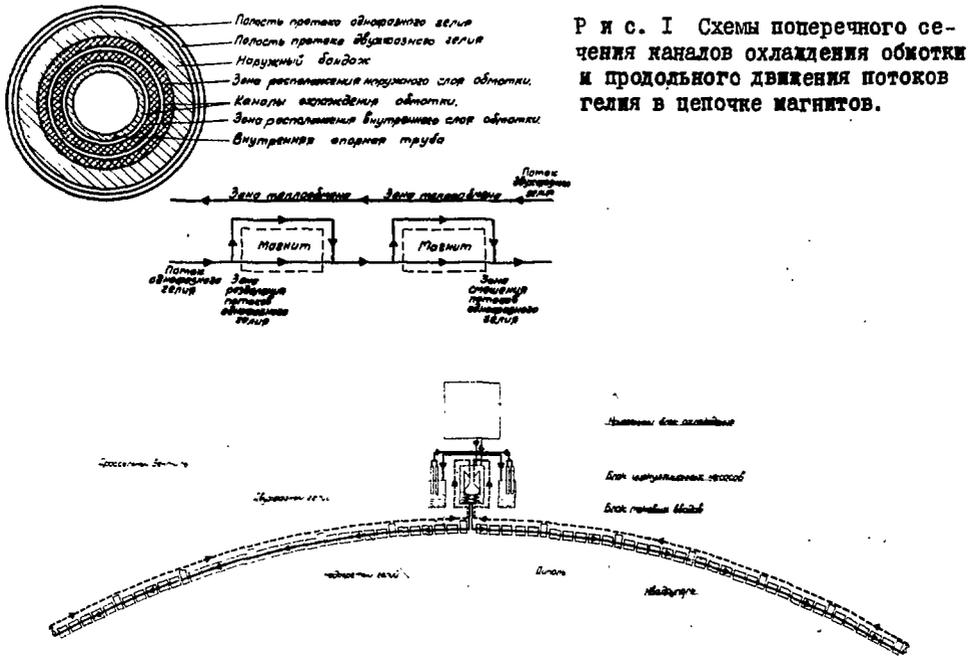
Из приведенных оценок следует, что вариант системы охлаждения с принудительной прокачкой гелия обеспечивает надежное охлаждение обмоток с одинаковой эффективностью по всей длине магнита. По сравнению с естественной принудительная конвекция позволяет получить в 4 + 5 раз больший коэффициент теплоотдачи в каналах охлаждения обмоток, а на лобовых частях обмотки, где имеются горизонтальные участки охлаждаемой поверхности, эффективность принудительного охлаждения будет еще выше. Это позволяет ожидать, что при принудительном охлаждении можно достигнуть несколько меньшей температуры обмотки. С учетом того, что из-за сложной геометрии каналов, их малых размеров и недостаточного знания степени шероховатости стенок каналов, невозможно провести точное сравнение, необходима тщательная экспериментальная проверка вариантов конструкции магнитов как с принудительной, так и с естественной конвекцией.

В настоящее время в НИИЭФА им. Д.В.Ефремова сооружается стенд, который позволит испытывать модели сверхпроводящих диполей (длиной до двух метров) в циркуляционном режиме. Схема стенда показана на рис.3. Поток однофазного гелия создается с помощью центробежного насоса в замкнутом контуре, включающем в себя гелиевую ванну с теплообменником-переохладителем, испытываемый сверх-

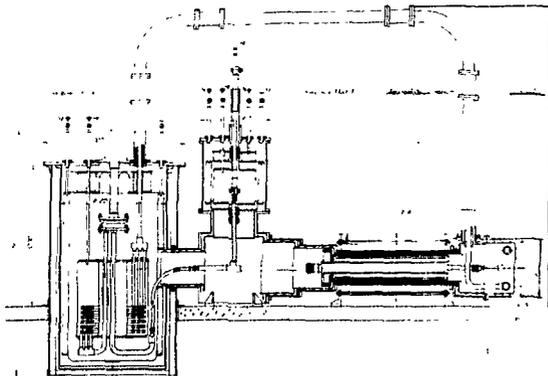
проводящий диполь и систему криогенных трубопроводов. В контуре может быть получено любое давление в диапазоне от 1 до 8 кг/см². Расход циркуляционного потока, создаваемый центробежным насосом, — 300 — 500 кг/ч при напоре 0,1 + 0,15 кг/см². На входе в испытываемый сверхпроводящий диполь может быть установлена любая температура в диапазоне 3,8 + 5 К.

Л и т е р а т у р а

1. Васильев А.А., Логунов А.А. Труды Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 18-22, "Наука", 1977.
2. IEEE Trans. on Nuclear Science, v. NS-20, No. 3, p. 119-121, 1973.



Р и с. 2 Схема охлаждения сверхпроводящих магнитов УНК.



Р и с. 3 Циркуляционная система охлаждения моделей сверхпроводящих диполей.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЕПЛОВЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСИЛИЙ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТАХ УСКОРИТЕЛЕЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л.И.Гребень, Е.С.Мионов, Х.Х.Мустафин

Московский радиотехнический институт АН СССР

В процессе изготовления и сборки, при охлаждении до гелиевых температур и при вводе тока в обмотку в сверхпроводящих магнитах возникают значительные усилия, связанные с предварительным напряжением элементов конструкции и действием тепловых и электромагнитных сил. В результате в магните возникает сложная картина распределения деформаций, приводящих к искажению формы обмотки и влияющих на распределение поля в апертуре, где к однородности поля предъявляются высокие требования. Ввиду этого важным этапом разработки сверхпроводящих дипольных магнитов для ускорителей является расчет напряжений и деформаций в диполе. Проведение достаточно точных расчетов с учетом сложной конструкции реального магнита и свойств его элементов возможно лишь численными методами с использованием ЭВМ. В данной работе кратко изложена использованная методика численных расчетов и приведены результаты исследования картины распределения деформаций в двумерной модели сверхпроводящего дипольного магнита ускорительного типа.

Разработанная вычислительная программа основана на методе конечных элементов [1]. Она позволяет определять напряжения в малых элементах, на которые разбивается конструкция, а также смещения узловых точек элементов, вызванные предварительным напряжением, температурными деформациями и объемными электромагнитными силами, действующими в обмотке. При этом имеется возможность рассмотрения произвольного числа конструктивных элементов с отличающимися тепловыми и механическими свойствами - модулями Юнга, коэффициентами Пуассона и коэффициентами теплового сжатия.

Проверка работоспособности программы и оценка точности получаемых результатов осуществлена путем сравнения численного расчета с точным аналитическим решением [2] тестовой задачи о напряжениях и деформациях в двух концентрических трубах из разных материалов, у которых в недеформированном состоянии внутренний диаметр наружной трубы меньше наружного диаметра внутренней трубы и сборка системы предполагает предварительный нагрев наружной трубы. Результаты численных расчетов перемещений совпадают с аналитическим решением с точностью до 0,4%. При этом численное решение дает требуемую симметрию напряжений и деформаций и нулевые азимутальные смещения узловых точек конечных элементов.

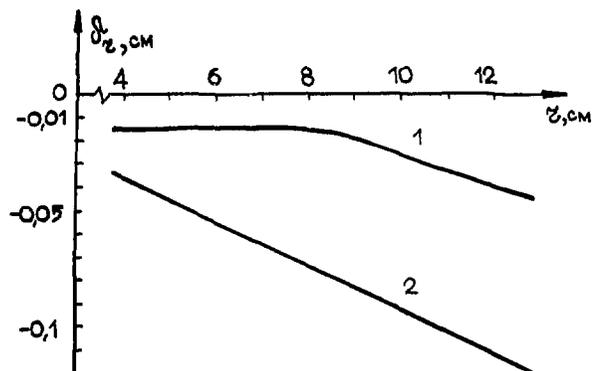
Численные исследования картины деформаций проводились для разных конструктивных схем магнитов. Часть результатов, относящихся к модели сверхпроводящего дипольного магнита СЦД-3 [3], приведена в данной работе. Рассмотренная модель содержит многослойную обмотку с внутренним диаметром 85 мм и наружным диаметром 157 мм, уложенную на трубу из нержавеющей стали толщиной 5 мм. Обмотка вместе с формирующими слой диэлектрическими вставками целиком пропитана эпоксидной смолой. Бандаж из нержавеющей стали толщиной 5 мм имеет внутренний диаметр, на 0,7 мм меньший, чем наружный диаметр обмотки, и сборка магнита пред-

полагает создание разности температур обмотки и банджа. В результате бандаж обеспечивает сильное предварительное сжатие обмотки, уменьшающееся при охлаждении до гелиевых температур. На рис. 1 показаны расчетные распределения радиальных смещений в магните. При этом картина распределения смещений очень слабо зависит от угла. На внутренней поверхности обмотки различия в радиальных смещениях не превышают $\pm 0,002$ мм. При вводе тока, соответствующего индукции 4,3 Т в центре апертуры, в магните возникают дополнительные радиальные смещения, показанные для внутреннего слоя обмотки на рис. 2. Азимутальные смещения этого же слоя представлены на рис. 3. Все приведенные результаты соответствуют специально подобранным диэлектрическим вставкам с коэффициентом теплового сжатия, совпадающим с коэффициентом сжатия обмотки, пропитанной смолой. Модуль Юнга вставок в 1,27 раза меньше модуля Юнга обмотки. При значительном отличии коэффициентов сжатия токопроводников и диэлектрических вставок (в 2 раза), согласно расчетам, азимутальные смещения в обмотке возрастают более чем в 10 раз.

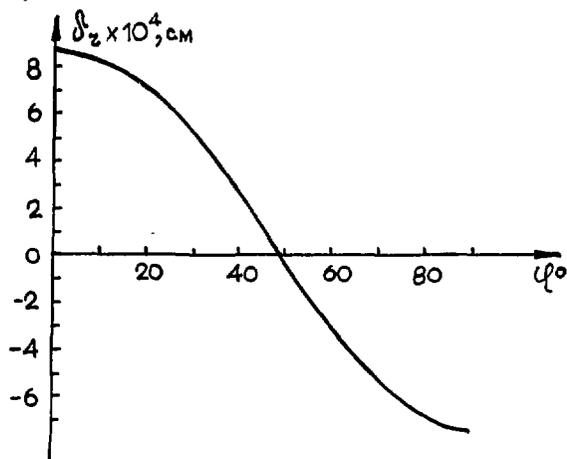
Был рассмотрен также вариант конструкции магнита без внутренней трубы, в котором напряжения значительно меньше, чем в магните с внутренней трубой. Однако при этом обнаружено значительное отличие в величинах радиальных смещений (до $\pm 0,1$ мм) в обмотке под действием электромагнитных сил, а азимутальные смещения в первом слое обмотки достигают 0,1 мм. Такие значительные смещения могут оказать сильное влияние на картину распределения поля в апертуре и ухудшить однородность поля.

Л и т е р а т у р а

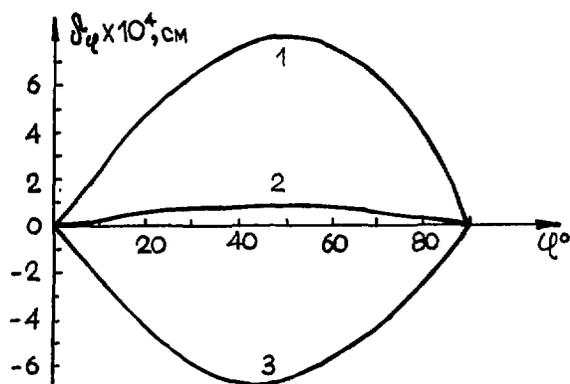
1. Зенкевич О. Метод конечных элементов в технике. М., Мир, 1975.
2. Мусхелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. М.-Л., Издательство АН СССР, 1954.
3. Alekseev V.P. et al. Superconducting Dipole Magnet SPD-3. In: Proc. 5-th Conf. on Magnet Technology (MT-5), Roma, 1975 (CERN, Frascati, 1975), p. 572.



Р и с. 1. Радиальные смещения в магните, вызванные предварительным напряжением и охлаждением до гелиевой температуры. 1 - при 293 К, 2 - при 4,2 К.



Р и с. 2. Дополнительные радиальные смещения первого слоя обмотки под действием электромагнитных сил.



Р и с. 3. Азимутальные смещения в первом слое обмотки. 1 - при 293 К, 2 - при 4,2 К до ввода тока, 3 - после ввода тока.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ В ИМПУЛЬСНОМ ОДНОВИТКОВОМ МАГНИТЕ С НАСЫЩАЮЩИМСЯ ЖЕЛЕЗОМ

В.В.Вечеславов, П.Д.Воблый, В.Н.Карасик, В.И.Купчик, Г.И.Сильвестров,
А.Д.Чернякин

Институт ядерной физики СО АН СССР

1. В настоящее время четко определилась тенденция широкого применения ускорителей средних энергий (0,1-1 ГэВ) для решения многих прикладных задач с использованием протонов, тяжелых ионов, короткоживущих изотопов, уникальных свойств синхротронного излучения и т.д. Это делает весьма актуальной разработку новых типов относительно дешевых и пригодных для серийного производства ускорителей, конструктивные и эксплуатационные характеристики которых позволяли бы максимально приблизить их к потребителю.

В ИЯФ СО АН СССР ведутся начатые под руководством академика Г.И.Будкера работы в этом направлении, связанные с применением ведущих магнитных полей $5 + 10T$. На этой основе могут быть созданы компактные, транспортабельные и недорогие установки, не требующие для работы больших защищенных помещений. Проектируемый сейчас протонный синхротрон на энергию 200 МэВ имеет параметры: 1) периметр равновесной орбиты $\sim 4,8m$, 2) частоты вертикальных и радиальных колебаний $\nu_z = 0,382$, $\nu_r = 1,391$; критическая энергия 265 МэВ; 3) расчетное число ускоренных за цикл частиц $\sim 10^{11}$ при энергии инжекции 1 МэВ; 4) частота повторения до 10 Гц при времени ускорения 5 мс; 5) магнитная система состоит из четырех периодов, каждый из которых содержит поворотный (на 90°) магнит с однородным полем $B_0 = 5T$ и две автономно питаемые квадрупольные линзы.

Дипольный магнит этой машины с апертурой $2a_z = 4$ см, $2a_r = 2$ см и радиусом $R_0 = 43$ см, который также может стать основным элементом магнитной системы компактных ускорителей тяжелых ионов, источников синхротронного излучения и т.п., подробно описан ниже.

2. Магнит (см. рис.1 и пояснения в разделе 5) представляет собой одновитковую систему с шинами, жестко закрепленными в шихтованном магнитопроводе.

При низких и средних индукциях поле формируется скин-слоями шин и плоскими поверхностями магнитопровода, а нарушения однородности связаны в основном с наличием создаваемого обычно между шинами и железом изоляционного зазора $\Delta = 0,1-0,3$ мм. Влияние этого зазора оценивается его эффективной шириной $\Delta_{эф} \approx \sqrt{\Delta \cdot (\Delta + \delta)}$, где δ - толщина скин-слоя, и при $\delta \gg \Delta$ может быть весьма заметным /1/. Для устранения этого эффекта изоляционный зазор перенесен в магнитопровод и размещен в плоскости одной из шин. При таком выполнении и ненасыщенном железе однородность поля практически перестает зависеть от толщины скин-слоя и определяется лишь точностью изготовления и сборки. Измерения подтверждают этот вывод и показывают, что таким путем формируются поля с однородностью на уровне 0,1% вплоть до индукций $\sim 2T$ (см. рис.2). В области высоких индукций и при глубоком насыщении железа нарушения однородности сильно зависят от относительной высоты апертуры $k = a_z/a_r$. Эта зависимость изучалась на прямых ($R_0 = \infty$) моделях, и результаты представлены на рис.2. Пунктирные прямые на этом рисунке получены на моделях с полностью удаленным магнитопроводом. Сопоставление прямых и кривых показывает, что железо заметно

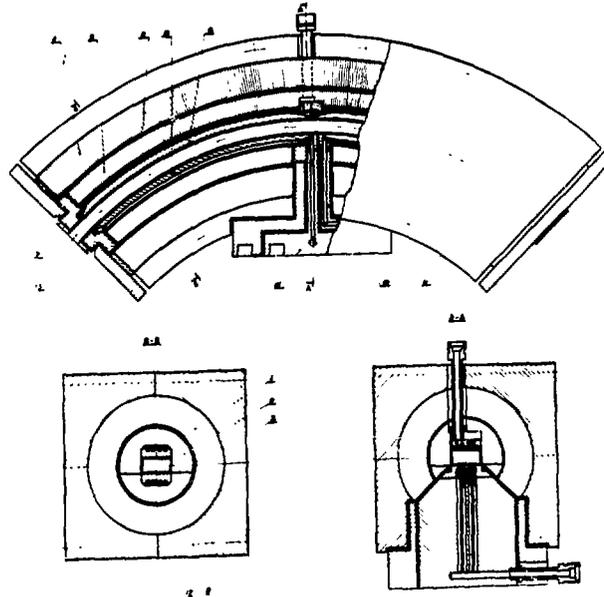


Рис.1. Конструкция магнита.

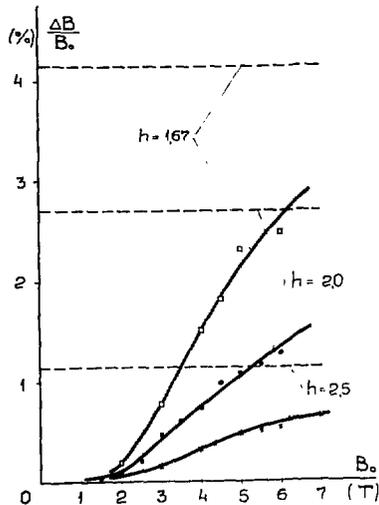


Рис.2. Максимальная относительная неоднородность магнитного поля, измеренная в medianной плоскости магнита на рабочем крае апертуры.

улучшает поле даже при весьма высоких индукциях.

Измерения проводились при питании магнита униполярным синусоидальным импульсом тока длительностью ~ 5 мс.

3. В одновитковых импульсных магнитах формирование краевых полей также имеет свою специфику, т.к. определяется токами боковых поверхностей выходного отверстия в относительно толстых торцевых закорачивающих пластинах (рис.1). Неоднородность этих полей вносит свой вклад в искажение равновесной орбиты ускорителя и зависимость частот бетатронных колебаний от амплитуд. Изменение равновесной орбиты в процессе ускорения обусловлено в первом приближении изменением интегральной по полю длины магнита L_M . Измерения показали, что для рассматриваемого магнита L_M уменьшается с ростом индукции до 5Т на $\sim 2,5$ мм. Этот эффект приводит к потере $\sim 1,5$ мм радиальной апертуры в конце цикла ускорения, и его желательно компенсировать.

Для определения сдвига бетатронных частот используем предложенное в работе [2] выражение:

$$\Delta \nu \approx 0,05 \frac{I \varphi_{max}}{U_{max}(B_0 R_0)} \oint \Delta B(s) \cdot |\varphi(s)| \cdot ds, \quad (1)$$

где $B_0 R_0 = 100 \cdot e$ - импульс частиц, Т·м,
 $\varphi(s)$ - функция Флоке ускорителя,
 U_{max} - максимальное значение огибающей пучка,
 $\Delta B(s) = \pm 0,5 \cdot [\Delta_+ B(s) - \Delta_- B(s)]$ - нелинейная добавка к полю, определяемая на наружной Δ_+ (или верхней) и внутренней Δ_- (или нижней) огибающих пучка.

Оценим, согласно (1), максимальный сдвиг $\delta \nu_{max}$, который можно ожидать на участке S_1, S_2 краевого поля магнита:

$$\delta \nu_{max} \sim \int_{S_1}^{S_2} \left[\frac{\Delta B(s)_{max}}{B(s)} \right] \cdot \frac{B(s)}{B_0} \cdot ds = \int_{S_1}^{S_2} \delta B(s) \cdot ds, \quad (2)$$

здесь $B(s)$ - индукция в центре сечения S ,
 $\Delta B(s)_{max}$ - наибольшая возможная разность индукций на огибающих пучка.

Вычисления интегралов (2) показывают, что краевые эффекты увеличивают общую неоднородность поля магнита при низких индукциях и несколько снижают её при высоких, за счет разного знака нелинейностей. Магнит без учета краев характеризуется неизменной по длине неоднородностью $\Delta B/B_0$, данной на рис.2. Влияние краев удобно учесть введением также постоянной вдоль всего магнита эффективной неоднородности $\Delta B_{эф}/B_0$, определяемой с помощью формул (1) и (2). Для рассматриваемого магнита с $R_0 = 43$ см при индукции $B_0 = 1$ Т имеем $\Delta B/B_0 \approx 0,03\%$ и $\Delta B_{эф}/B_0 \approx 0,2\%$; при $B_0 = 5$ Т находим соответственно $\Delta B/B_0 \approx 1,05\%$ и $\Delta B_{эф}/B_0 \approx 0,98\%$. Эти величины удовлетворяют системе допусков синхротрона на всем цикле ускорения.

4. На моделях измерялись поле в центре апертуры B_0 , ток в шинах J и вложенная на единицу длины магнита энергия W ; все величины фиксировались в фазе 90° униполярного синусоидального импульса длительностью ~ 5 мс. На рис.3 даны зависимости $W(B_0)$ и $J(B_0)$ для магнитов с апертурами $2a_z = 4$ см, $2a_R = 1,6; 2,0$ и $2,4$ см. Отклонения $W(B_0)$ от квадратичного, а $J(B_0)$ - от линейного законов характеризуют относительную нагрузку полем магнитопровода. В нашем случае для инжекции частиц оказывается практически

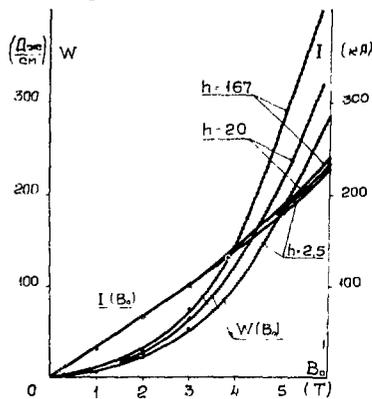


Рис.3. Энергетическая характеристика $W(B_0)$ и кривая намагничивания $J(B_0)$ магнита.

пригодна вся апертура магнита $2a_z \times 2a_R$. Связанную с ней на единицу длины энергию поля W_0 можно считать полезной и характеризовать использование магнита по энергии коэффициентом $K_w = W_0/W$. Для $h = a_z/a_R = 1,67; 2,0$ и $2,5$ при $B_0 = 5$ Т имеем соответственно $K_w = 0,33; 0,37$ и $0,34$. Согласно рис.3 конденсаторная батарея для питания описанного выше протонного синхротрона должна запасать энергию ~ 70 кДж.

Оценка и предварительные измерения показывают, что около половины запасенной энергии, не связанной с потерями в скин-слоях и железе, может быть рекуперировано.

5. Конструкция магнита представлена на рис.1. Основным силовым элементом является шихтованный магнитопровод, состоящий из наружной 1 и внутренней 2 частей, разделенных кольцевым изоляционным зазором 3 толщиной 2 мм. Весь магнит помещен в стальной бандаж 4. Токонедущие шины 5,6 вместе с торцовыми коммутационными пластинами 7,8 фрезерованы из цельной медной заготовки. Шины запрессованы в кольца внутреннего магнитопровода, имеющего в плоскости одной из шин изоляционный разрез 9 толщиной $\sim 0,1$ мм. Электродинамические силы, действующие на шины, передаются на относительно большую поверхность изоляции зазора 3. Вся конструкция пропитывается эпоксидным компаундом под давлением 200 атм и созданное при этом напряженное состояние стеклоэпоксида в зазоре 3 препятствует раскрытию разреза 9 при работе магнита. Трехшинный токопровод 10, припаянный к разрезанной посередине шине 5, пересекает магнитопровод, переходит в коаксиал 11 с развитой контактной поверхностью и подсоединяется к токосборным шинам через цапговые контакты. В шинах профрезерованы канавки 12 системы водосхладнения с эффективной площадью теплосъема $\sim 6 \text{ см}^2$ на 1 см длины шины, рассчитанные для съема тепловой нагрузки ~ 600 Вт на сантиметр. Вакуумную камеру 13 ускорителя предполагается выполнить из нержавеющей стали толщиной 0,15 мм и вклеить в апертуру через тонкий слой изоляции, что обеспечит отвод выделяемой в ней энергии на шины и полюса магнита.

6. Разработке магнита предшествовало изготовление и испытание прямой модели с натуральными поперечными размерами и длиной 25 см, полностью повторяющей конструкцию магнита, на которой были опробованы принятые конструктивные и технологические решения. На модели были произведены исследования тепловых режимов магнита при частоте следования импульсов до 10 Гц, силовые свойства конструкции при полях до 7Т и испытаны контактные переходы в местах подлличения токопровода к токосборнику. Ресурсные испытания проводились в поле 5 Т при частоте 5 Гц.

Л и т е р а т у р а

1. Всеволожская Т.А., Киселев В.А., Купчик В.И., Сильвестров Г.И. Препринт ИЯЭ 78-103, Новосибирск, 1978.
2. Гольдин Л.Л., Большаков А.Е., Николаев В.И., ПТЭ, № 5, 1976.

СИЛОВОЕ ПИТАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4

Б.А.Баклаков, В.Ф.Веремеенко, М.М.Карлинер, С.З.Любецкий, С.П.Петров,
В.Г.Попов, А.Е.Рефес

Институт ядерной физики СО АН СССР

Основная магнитная структура накопительного кольца ВЭПП-4 /1/ содержат два полукольца со средним радиусом 45,5 м, соединенных двумя длинными промежуточными. В одном из них длиной 40 м размещены четыре дублета квадрупольных линз. В другом - длиной около 55 м, размещены 15 квадрупольных линз, магнитный детектор МД-1, специальные линзы, дополнительные поворотные магниты и катушка - тель. Более подробные характеристики электромагнитов приведены в таблице I. Кроме этого, в магнитной структуре имеется некоторое количество корректирующих магнитов, секступольных и октупольных линз.

Таблица I

№ пп	Наименование элемента	I _{ном} (кА)	P _{ном} (кВт)	T (с)	Источник питания
1.	Магниты полукольца	7,8	350	1,0	ГПН-1650-250
2.	Ф-коррекция полукольца	1,8	200	0,03	ИСТР-2500/115
3.	Д-коррекция полукольца	0,6	25	0,03	ИСТР-2500/48
4.	Линзы Ф(П-2, П-4, П-6, П-8)	0,56	20	0,05	-"-
5.	Линзы Д(П-1, П-3, П-5, П-7)	0,56	20	0,05	-"-
6.	Магнитный детектор МД-1	7	3800	6	ГПС-6300-500
7.	Дополнительные магниты ДМ-1, ДМ-2	1,83	100x2	0,3	ИСТР-2500/115
8.	Специальные линзы (IY-7, IY-8)	1,2	23x2	1,0	ИСТР-2500/48
9.	Специальные линзы (IY-6, IY-9)	1,8	23x2	0,4	-"-
10.	Линзы (IY-5, IY-10)	0,83	10x2	0,5	-"-
11.	Линзы (IY-4, IY-11)	1,1	20x2	0,4	-"-
12.	Линзы (IY-3, IY-12)	0,82	12x2	0,6	-"-
13.	Линзы (IY-14, IY-15)	1,1	16x2	0,45	-"-
14.	Линза (IY-1)	0,4	3	0,5	ШИМ
15.	Линза (IY-2)	0,98	16	0,5	ИСТР-2500/48
16.	Линза (IY-13)	1	25	1,0	-"-
17.	Затухатель	2,4	110	0,3	ИСТР-2500/115
18.	Поворотный магнит (IY-M)	2,3	25	0,25	ИСТР-2500/48
19.	Магниты поворотные МП-1, МП-2	2,3	110	0,3	-"-

Долговременная нестабильность токов в обмотках электромагнитов основной магнитной структуры определяется требованиями устойчивого движения частиц, допустимыми искажениями орбиты и магнитной структуры, а также условиями проведения

планируемых экспериментов на накопителе и не должна превышать $1 \cdot 10^{-4} + 5 \cdot 10^{-5}$ при уровне пульсаций не более $1 \cdot 10^{-4}$ в частотном диапазоне до 25 кГц. При подъеме энергии частиц от инжекции (1,8 ГэВ) до энергии эксперимента (7 ГэВ) отклонение от пропорциональности между токами электромагнитов и квадрупольных линз по вышеприведенным причинам не должно превышать $1 \cdot 10^{-4}$.

Блок-схема силового питания электромагнитов ВЭПП-4 представляет 26 отдельных систем стабилизации тока. В качестве источников питания используются электромашиные генераторы, тиристорные преобразователи и преобразователи с широтно-импульсной модуляцией (ШИМ).

Управление уровнем тока в системах стабилизации осуществляется при помощи шестнадцатиразрядных цифро-аналоговых преобразователей ЦАП-ШИМ с индивидуальными опорными источниками напряжения. Для формирования заданного закона изменения выходного напряжения ЦАП-ШИМ во времени введена линейная аппроксимация при помощи программно-управляемого интерполятора [2]. Цикл обращения ЭВМ к системе составляет 200 мс. Состояние систем стабилизации тока и контроль рабочих параметров (ток, напряжение) осуществляется через релейный управляющий регистр и коммутатор с цифровым вольтметром Ш-1516 на алфавитно-цифровой дисплей "Видеотон" или печатающее устройство ДЗМ-180. С помощью графического дисплея имеется возможность анализировать переходные процессы в системах.

Системы стабилизированного питания электромагнитов полуколец (соединенных последовательно) и обмоток магнитного детектора построены по блок-схеме, ставшей в ИЯФ СО АН СССР стандартной [3].

Схема показана на рис.1. Источником тока в такой схеме служит электромашиный генератор (типа ГПН-1650-250 - для полуколец и ГПС-6300-500 - для магнитного детектора). Схема имеет два контура стабилизации. Контур стабилизации напряжения содержит масштабный усилитель МУ, усилитель сигнала ошибки УСО-2, усилитель мощности цепи подавления пульсаций (активный фильтр) УМ-2. Опорным напряжением контура стабилизации напряжения служит выход усилителя сигнала ошибки контура стабилизации тока УСО-1. Контур стабилизации тока содержит бесконтактный измеритель тока БИТ, усилитель сигнала ошибки УСО-1 и корректирующую цепь КТ. Опорное напряжение, задающее ток электромагнита, вырабатывает цифро-аналоговый преобразователь ЦАП-ШИМ.

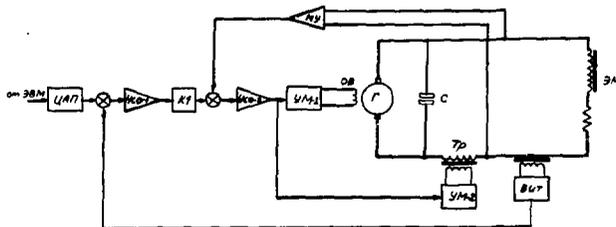


Рис.1. Блок-схема системы стабилизации тока поворотных магнитов и магнитного детектора.

В описанных системах стабилизированного питания применены разработанные в ИЯФ СО АН СССР бесконтактные измерители тока (до 10 кА), отличающиеся высокой точностью (погрешность измерения менее $1 \cdot 10^{-5}$) и, в отличие от шунтов, не потребляющие мощности из силовой цепи. Бесконтактные измерители тока обеспечивают также электрическую развязку измерительных и силовых цепей. Краткое описание этих измерителей приведено ниже.

Для питания электромагнитов с потребляемой мощностью до 120 кВт и максимальным током до 2,5 кА ИЯФ СО АН СССР был разработан источник стабилизированного тока ИСТР-2500/48-2У4.

Блок-схема источника приведена на рис.2а. Силовая часть источника - двенадцатифазный выпрямитель В, образованный двумя силовыми трансформаторами ТрС с системой обмоток, обеспечивающей сдвиг фаз во вторичной цепи относительно сетевого напряжения на $\pm 15^\circ$, двумя шестифазными тиристорными мостами и уравнительным реактором. Выходное напряжение выпрямителя регулируется от 0 до U_{max} (с возможностью реверса) асинхронной системой управления тиристорами СУТ. Асинхронная СУТ $1/4$ позволяет получить достаточно малое содержание гармоник в выходном напряжении выпрямителя с частотами $f_k = f_0 \cdot K$ (где f_0 - частота сети, $K = 1, 2, \dots$) при наличии возмущений в питающей сети и асимметрии силовой части выпрямителя. Напряжение на выходе выпрямителя предварительно фильтруется пассивным LC-фильтром. Фильтр частично демпфирован, амплитуда резонанса составляет 3 дБ. Параметры фильтра рассчитаны таким образом, чтобы резонансная частота не совпала ни с одной субгармонической частотой. Ослабление основной частоты пульсаций выпрямителя (600 Гц) составляет 26 дБ. Величина индуктивности фильтра составляет 35 мГн, суммарная емкость конденсаторной батареи 0,11 Ф. Батарея собрана из электролитических конденсаторов, включенных встречно, что обеспечивает работу фильтра при реверсе выходного напряжения выпрямителя. Суммарная величина пульсаций после LC-фильтра в диапазоне 50-600 Гц составляет не более 3 В и мало зависит от величины постоянного напряжения на выходе выпрямителя.

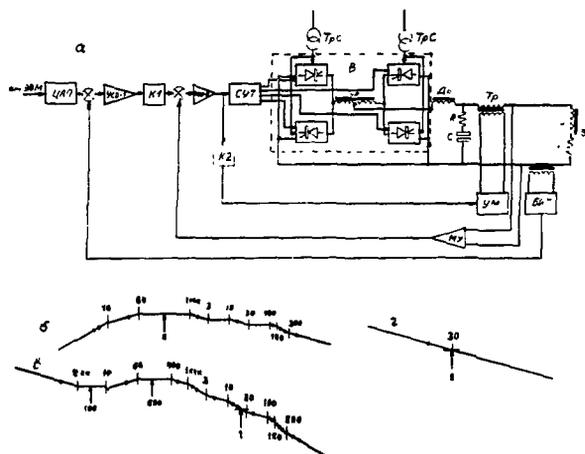


Рис.2. Источник стабилизированного тока ИСТР-2500/48.

Чтобы обеспечить нестабильность тока электромагнита (с учетом его постоянной времени) не более $1 \cdot 10^{-4}$ переменная составляющая напряжения после LC-фильтра должна быть дополнительно уменьшена в 100 раз. В указанном диапазоне частот пульсаций достигнуть такой фильтрации при помощи одного пассивного фильтра затруднительно.

С целью дальнейшего ослабления пульсаций и стабилизации быстрых изменений напряжения сети после пассивного фильтра введен активный фильтр, т.е. широкополосный канал усиления, включенный параллельно тиристорному источнику. Активный фильтр представляет собой двухтактный транзисторный усилитель ТУ с пиковой выходной мощностью около 1,5 кВА. Вторичная обмотка выходного трансфор-

матора усилителя включена последовательно с нагрузкой, таким образом, выходные напряжения выпрямителя (после пассивного фильтра) и активного фильтра суммируются. Частотная характеристика активного фильтра приведена на рис.2б.

Блок-схема стабилизированного источника тока ИСТР-2500/48-2У4 содержит два контура регулирования: по напряжению и по току, и в этом она аналогична схемам электромашинных источников, описанных выше.

Контур стабилизации напряжения включает выпрямитель с СУТ и фильтром, активный фильтр, масштабный усилитель МУ, усилитель сигнала ошибки УСО-2 и цепь коррекции К2. Полное усиление этого контура на нулевой частоте – около 120дБ и 40 дБ в диапазоне частот 50-600 Гц. Частотная характеристика разомкнутого контура приведена на рис.2в.

Контур стабилизации тока содержит бесконтактный измеритель тока БИТ, усилитель сигнала ошибки УСО-1. В него входит также нагрузка (электромагнит) и тиристорный источник с контуром стабилизации напряжения. Усилитель УСО-1 имеет усиление на нулевой частоте 120 дБ, постоянная времени корректирующей RC-цепи $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ с. Постоянная времени нагрузки порядка 0,1+0,2 с и более. Частотная характеристика разомкнутого контура стабилизации тока показана на рис.2г.

Для проведения работ по наладке комплекса ВЭШ-4, проводке и накоплению электронного лучка были разработаны и изготовлены стабилизаторы тока с широтно-импульсной модуляцией ШИМ, обеспечивающие питание электромагнитов прямолинейных промежутков и Ф- и Д-коррекции в магнитах полуколец на энергии инжекции. Мощность, потребляемая указанными электромагнитами в этом режиме, не превышает 8 кВт при максимальном токе до 800 А.

Блок-схема стабилизаторов изображена на рис.3а. Силовая часть стабилизатора представляет собой широтно-импульсный преобразователь. Напряжение сети 380/220 В выпрямляется бестрансформаторным выпрямителем В. Выпрямленное и частично отфильтрованное напряжение поступает на два тиристорных инвертора ТИ, работающих на частоте около 1000 Гц. Выходное напряжение одного из инверторов может менять свою фазу относительно другого в пределах $0^{\circ}+180^{\circ}$ пропорционально сигналу, поступающему на вход блока управления БУ.

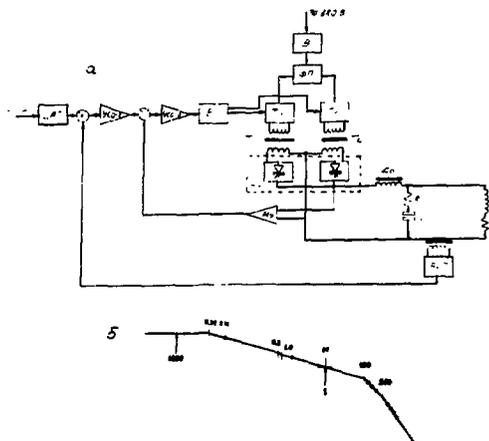


Рис.3. Стабилизатор тока ШИМ.

Выходные напряжения инверторов суммируются на понижающем трансформаторе, результирующее напряжение выпрямляется низковольтным выпрямителем НВ и фильтруется LC-фильтром. Такой способ регулирования по сравнению с управляемым тиристорным выпрямлением позволяет существенно уменьшить габариты силового трансформатора и LC-фильтра, т.к. трансформатор работает на частоте 1000Гц, а пульсации на выходе низковольтного выпрямителя имеют удвоенную частоту - 2000 Гц.

Быстродействие ШИМ-преобразователя на частоте 1000 Гц позволяет эффективно компенсировать броски напряжения в сети и пульсации сетевого выпрямителя на частотах до 300 Гц. Это дает возможность обеспечить нестабильность тока электромагнита лучше $1 \cdot 10^{-4}$ без применения активного широкополосного фильтра.

Выходной ток ШИМ-преобразователя измеряется бесконтактным измерителем тока, затем сигнал БИТа сравнивается с опорным напряжением, усиливается усилителем сигнала ошибки УСО-I и после корректирования подается на вход БУ ШИМ-преобразователя. В блок-схеме стабилизатора имеется также дополнительная обратная связь по напряжению, позволяющая достичь необходимого быстродействия контура регулирования. Амплитудно-частотные характеристики контура обратной связи по напряжению и контура обратной связи по току приведены на рис.36.

Во всех рассматриваемых в данной работе стабилизаторах прецизионное измерение тока производится при помощи бесконтактных измерителей тока БИТ. В БИТ использован принцип магнито-модуляционного датчика на второй гармонике. В ферромагнитных кольцах модулятора суммируется постоянный магнитный поток, определяемый измеряемым током, и переменный магнитный поток, возбуждаемый от генератора через специальные обмотки. Так как магнитные характеристики материала колец симметрично нелинейны, в выходных обмотках модулятора наводятся четные гармоники возбуждающего напряжения, на малом сигнале пропорциональные постоянному магнитному потоку. Вторая гармоника сигнала выделяется, детектируется и после усиления подается в компенсирующую обмотку, намотанную таким образом, чтобы результирующий постоянный магнитный поток стремился к нулю. Таким образом, в компенсирующей обмотке протекает ток, пропорциональный измеряемому току. Этот ток измеряется при помощи манганинового шунта, помещенного в термостат. Отношение измеряемого и компенсирующего токов равно количеству витков в компенсирующей обмотке, т.к. измеряемый ток протекает по одному витку.

Погрешность преобразования первичного тока во вторичное напряжение определяется в основном двумя факторами - температурным дрейфом нуля $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ А/С и температурной нестабильностью измерительного шунта $\approx 1 \cdot 10^{-5}$ 1/°С. Коэффициент трансформации на постоянном токе сохраняется с погрешностью не хуже $1 \cdot 10^{-6}$ благодаря большому усилению в цепи компенсации ($\approx 3 \cdot 10^5$). Внешние магнитные поля величиной до 20 Э не влияют на работу измерителя. Полоса пропускания определяется наличием индуктивной связи измеряемой и выходной цепей и достигает 10 кГц.

Все описанные стабилизаторы ввиду высоких требований к их параметрам являются сложными системами автоматического регулирования. Особенно это относится к ИСТР-2500/48-2У4, система регулирования которого содержит большое количество нелинейных и импульсных элементов. Недостаточность традиционного линейного анализа таких систем обусловила необходимость их математического моделирования. Имеющиеся ^{15/} и разработанные вновь программы расчета и построения логарифмических амплитудно-частотных характеристик систем, программы, моделирующие импульсные системы управления тиристорами, отдельные нелинейные звенья, усилители и т.д. позволили анализировать частотные характе-

ристики и переходные процессы в отдельных элементах и системах в целом. При разработке и наладке стабилизаторов это существенно облегчило определение оптимальных параметров отдельных звеньев и оптимизацию системы в целом.

Результаты испытаний показали, что системы стабилизации на базе электромашиного генератора и ШИМ имеют долговременную нестабильность тока при непрерывной трехсуточной работе на энергии инжекции пучка 1,8 ГэВ в зависимости от источника питания не более $1 \cdot 10^{-4} + 5 \cdot 10^{-5}$. Испытания источника питания ИСТР-2500/48-2У4 показали, что его долговременная нестабильность не превышает $5 \cdot 10^{-5}$. Уровень пульсаций, характерных для рассматриваемых источников, не превосходит $1 \cdot 10^{-4}$.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность сотрудникам ИЯФ В.П.Приходько, А.С.Шведову и многим другим, оказавшим значительную помощь в организации и проведении пуско-наладочных работ на источниках.

Л и т е р а т у р а

1. Скринский А.Н. Электрон-позитронные накопители Института ядерной физики (Новосибирск). Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 5-7 октября 1976 г., т. II, стр. 327-337, "Наука", 1977, Москва.
2. Белов С.Д., Гудков Б.А., Карлинер М.М., Купер Э.А. и др. Структура системы автоматизированного управления и контроля накопителя ВЭШ-4. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 5-7 октября 1976 г., т. II, стр. 291-294, "Наука", 1977, Москва.
3. Баклаков Б.А., Боровиков В.М., Веремеенко В.Ф., Карлинер М.М., Петров С.П. Накопитель протонов НАП-М. II. Стабилизация токов в цепях питания ведущего поля и корректирующих элементов. Приборы и техника эксперимента, № 4, 1976, стр. 34-36.
4. Писарев А.Л., Деткин Л.П. Управление тиристорными преобразователями (системы импульсно-фазового управления). "Энергия", Москва, 1975, стр. 106-112, 168-184.
5. Алешаев А.Н., Баклаков Б.А., Карлинер М.М., Петров С.П., Фомель Б.М. Моделирование на ЭВМ нелинейных систем стабилизации тока электромагнитов накопителей заряженных частиц. Препринт ИЯФ 76-97, Новосибирск, 1976.

ТИРИСТОРНАЯ СИСТЕМА ПИТАНИЯ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИТЭФ

В.П.Агалаков, И.Ф.Клеопов, И.С.Осороков, В.Г.Самсонов

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

С.Н.Васильев, Г.И.Гусев, О.А.Гусев, В.М.Котман, М.Г.Снедце, А.А.Нестеров, В.Д.Федоров.

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

В 1977-1978 годах продолжались работы по созданию тиристорной системы питания (ТСП) кольцевого электромагнита (КЭМ) протонного синхротрона ИТЭФ [1,2]. К настоящему времени проведены испытания тиристорной группы одного моста и полностью тиристорного моста, обеспечивающих половину тока возбуждения электромагнита в комбинированной игнитронно-тиристорной системе питания. Во время испытаний формировался номинальный цикл с максимальной амплитудой импульса тока 2,5 кА в режиме равномерного распределения токов между мостами и в режиме перехвата полного тока нагрузки одним мостом с тиристорами. Завершен монтаж и предварительные испытания всего оборудования второго моста ТСП, включая устройства управления, контроля и защиты, и система в целом подготовлена к проведению комплексных испытаний.

ТСП, схема основных цепей которой представлена на рис. 1, построена на базе водоохлаждаемого конструктивного модуля, используемого в промышленных преобразователях типа БТСВ-700А/235 кВ-П, предназначенных для линий электропередачи постоянного тока. В модуле произведено переключение двух последовательно соединенных ветвей тиристорov на параллельное соединение через анодные делители, используемые ранее в игнитронной системе. Это позволило более полно использовать возможности модуля по напряжению и снизить нагрузку тиристорov по току до величины, обеспечивающей вывод энергии из КЭМ в аварийном режиме одним из двух мостов при снятии импульсов управления с другого. Снятие импульсов управления тиристорами осуществляется сигналом максимальной защиты по току и сигналом дифференциальной защиты от токов внутренних коротких замыканий. Порог срабатывания максимальной защиты устанавливается на 300А превышения суммой фазных токов двух мостов заданного значения амплитуды импульса тока нагрузки. Чувствительность дифференциальной защиты около 250А. Сигналом дифференциальной защиты второй мост переводится с задержкой 10-20 мс в инверторный режим для вывода энергии из кольца. Несмотря на то, что время срабатывания разработанной сеточной защиты не превышает 1,5 мс, в ТСП оставлены быстродействующие автоматические выключатели обратного тока типа ВАБЭ-600 и введены выключатели прямого тока типа ВАБЭ-200 в цепь выпрямленного тока каждого из мостов. Переналадка позволила обеспечить время срабатывания выключателей обратного тока меньше 20 мс в самом неблагоприятном режиме внутреннего короткого замыкания. Амплитуда ударного тока ограничена за счет включения второго комплекта бетонных реакторов.

В состав модуля входят две ветви последовательно включенных троек тиристорov типа ТЗ-320 24 класса с блоками управления и цепями защиты от

коммутационных перенапряжений и ограничения скорости нарастания тока. Тиристоры сгруппированы в тройки по своим статическим и динамическим параметрам на заводе-изготовителе и включены параллельно без выравнивающих устройств в анодной цепи. Каждый модуль установлен на роликах в промышленной кассете. Три кассеты, разделенные друг от друга изоляторами, установлены одна на другую и образуют анодную или катодную группу преобразовательного моста, общий вид которого представлен на рис.2.

Основные параметры ТСП и коэффициенты загрузки тиристорного модуля в ней приведены в таблице:

Т а б л и ц а
Основные параметры ТСП и коэффициенты загрузки тиристорного модуля

Наименование параметра	Значение	Коэффициент загрузки
1. Выпрямленный ток ТСП	2,5 кА	0,68
2. Выпрямленное напряжение ТСП	10 кВ	0,54
3. Повторяющееся напряжение	19 кВ	0,5
4. Скорость нарастания напряжения	76 В/мкс	0,66
5. Скорость нарастания тока через модуль	2,3 А/мкс	0,14
6. Ударный ток через модуль	13,8 кА	0,5
7. Джоулев интеграл на модуле	346·800 А ² с	0,27
8. Время восстановления запирающих свойств тиристорov	1,65 мс	-

В связи с повышенным значением напряжения на тиристорах по отношению к типовому использованию модуля и импульсным режимом работы преобразователя вдвое уменьшена величина зарядных резисторов, через которые блоки управления запитываются анодным напряжением, а питание генераторов групповых импульсов ГГИ, запускающих блоки управления по кабельно-трансформаторной схеме, осуществляется от сети переменного тока. ГГИ вынесены из модуля, развязка потенциалов ГГИ и модуля осуществляется за счет изоляции кабеля запуска блоков управления. Мощность, потребляемая блоками управления, дополнительно снижена блокировкой раздвоения импульсов сразу же после включения моста и блокировкой импульсов "дежурной" инверторной серии в случае прохождения импульсов выпрямительной серии или α -серии. Все импульсы управления поступают в ГГИ по кабельным каналам связи, заменяющим оптические каналы с лазером, используемые в блоках типа БТСВ. Связь с устройством фазового управления [3] осуществляется через вспомогательную кассету, где размещены блоки формирования импульсов управления ГГИ и блоки контроля, защиты и сигнализации, схема которых представлена на рис.3.

Блокировка прохождения импульсов осуществляется блоком разряда конденсатора РК после прохождения импульса на ГГИ через усилитель импульса УИ и ключ К. Заряд накопительного конденсатора С напряжением U_{cr2} , синхронным с напряжением основного генератора, производится через фазовращающий трансформатор. По сигналу сеточной защиты накопительные конденсаторы шунтируются. В устройстве фазового управления все серии выходных импульсов собраны в I2 общих каналов. Для надежного поджига тиристорov импульсами управления длительностью 100 мкс мосты шунтированы на стороне постоянного тока РС-цепями, обеспечивающими нарастание тока через тиристоры до зна-

чения динамического тока удержания за 80 мкс при включении выпрямителя с углом регулирования около 4 град.эл.. RC-цепи ограничивают также перенапряжение при срыве инвертирования в конце каждого цикла.

В формирователях для снижения уровня субгармонических составляющих пульсаций выпрямленного тока предусмотрены регулируемые задержки РЗ длительностью 10 ± 100 мкс, запускаемые от УТУ через нормализатор Н. Для включения выпрямителя задержка с помощью блока БЗ кратковременно блокируется импульсом "пуск".

На каждом модуле дополнительно установлены блоки контроля количества тиристоров, вышедших из строя в каждой из ветвей (рис.3б). Эти блоки обеспечивают дистанционную сигнализацию о нормальной работе тиристоров, о выходе из строя двух троек тиристоров в ветви, о предаварийном состоянии при выходе из строя шести троек тиристоров в ветви и о выходе из строя контрольной тройки тиристоров. В делителях высоковольтных цепей контроля состояния тиристоров использованы резисторы, уже имеющиеся на модулях типового исполнения. Настройка цепей контроля производится на стороне низкого напряжения.

Л и т е р а т у р а

1. А.М.Гусев и др. Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.П, М., "Наука", 1973, стр.118-121.
2. О.А.Гусев и др. Труды четвертого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.П, М., "Наука", 1975, стр.148-150.
3. Е.В.Корнаков и др. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.П, М., "Наука", 1977, стр.226-229.

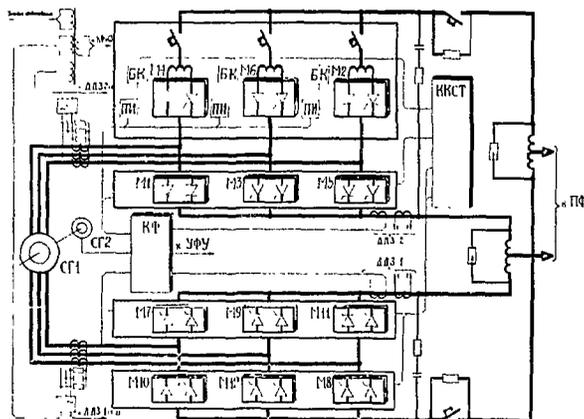


Рис. 1. Схема тиристорного преобразователя системы питания кольцевого электромагнита протонного синхротрона У-7М. БК - блок контроля, ГПИ - генератор групповых импульсов, ДДЗ - датчик дифференциальной защиты, ККСТ - кассета контроля состояния тиристоров, КФ - кассета формирователей, М - модуль блока ВТСВ-700/235.

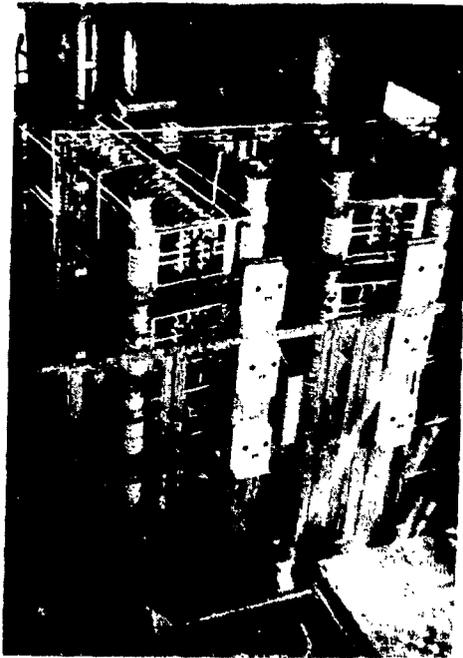


Рис. 2. Общий вид тиристорного моста.

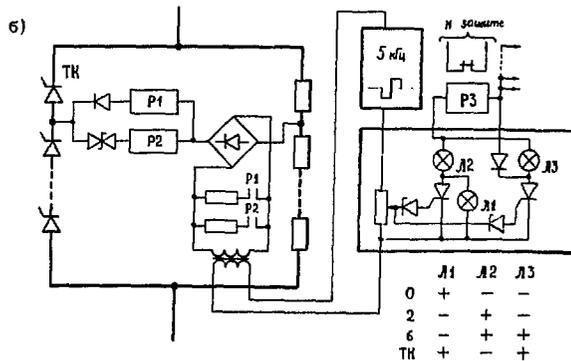
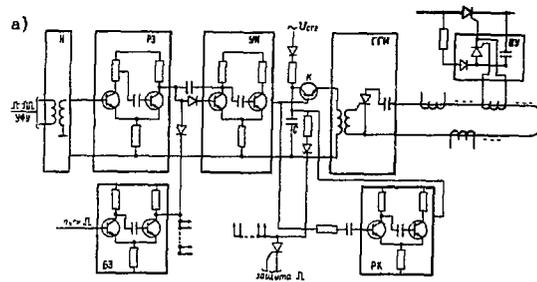


Рис. 3. Функциональные схемы канала формирования импульса управления силовыми тиристорами (а) и системы контроля состояния силовых тиристор. (б). Н - нормализатор, Р3 - регулируемая задержка, БЗ - блокировка задержек, УИ - усилитель импульса, К - ключ, С - накопительный конденсатор, РК - разряд конденсатора, ГИ - генератор групповых импульсов, БУ - блок управления, ТК - тиристор контрольный, Р - реле.

МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ С ПОДМАГНИЧИВАНИЕМ

В.А. Москалев, В.В. Васильев, Э.Г. Фурман

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

В настоящее время возбуждение электромагнитов циклических ускорителей типа синхротрон и бетатрон в основном осуществляется от импульсных однополярных систем возбуждения, позволяющих создавать магнитные поля ускорителей как более экономичным, по сравнению с другими, способом ^{1/1}. В таких магнитных системах стали электромагнита ускорителя перемагничиваются в течение цикла ускорения приблизительно от нуля до максимально допустимого значения индукции. Эффективность этих систем можно повысить за счет полного использования стали электромагнита, когда индукция в магнитопроводе в течение цикла ускорения изменяется по полному циклу петли гистерезиса от $-B_m$ до $+B_m$. При этом происходит удвоение приращения магнитной индукции в стали электромагнита, что дает возможность либо повысить энергию ускоренных частиц, либо уменьшить вес электромагнита. Такое усовершенствование возможно осуществить за счет подмагничивания электромагнита ускорителя либо постоянным током, либо импульсом тока непосредственно перед циклом ускорения.

Известны работы по реализации этого способа при возбуждении электромагнита бетатрона ^{1/2}. По ряду причин технического характера, обусловленных несовершенством этих магнитных систем, (нестабильность положения равновесной орбиты в течение цикла ускорения, трудности в настройке и эксплуатации) способ повышения эффективности циклических ускорителей с помощью подмагничивания электромагнитов не получил практического применения.

В настоящее время разработка и внедрение более совершенных импульсных систем возбуждения позволили изменить конструкцию электромагнитов циклических ускорителей и по-новому осуществлять формирование магнитного поля в межполюсном пространстве. Для случая возбуждения электромагнита бетатрона с подмагничиванием требуемое распределение магнитных потоков в межполюсном пространстве электромагнита обеспечивается с помощью компенсационной экранирующей обмотки W_2 , уложенной в пазах вокруг центрального сплошного сердечника и нагруженной на индуктивность L (рис. 1а). Начальное подмагничивание центрального сердечника до максимально допустимого отрицательного значения магнитной индукции в нем осуществляется от малоомощного источника постоянного тока В. Диод Д предохраняет его от протекания импульсного тока. Обмотка возбуждения W_1 питается однополярными импульсами тока от генератора Г, выполненного по схеме ^{1/3}. При этом поток Φ_0 (управляющий) изменяется практически от нуля до максимального значения, а поток Φ_2 (ускоряющий) от максимально допустимого отрицательного значения до допустимого положительного. Так как конечная энергия ускоряемых электронов определяется абсолютным значением изменения магнитного потока, то в описываемой установке при тех же значениях объема стали электромагнита, величины межполюсного зазора и сечения центрального сердечника, что и в бетатроне без подмагничивания, энергия ускоряемых электронов повышается примерно в два раза. Законы изменения токов, потоков и напряжений в элементах системы показаны на рис. 1б.

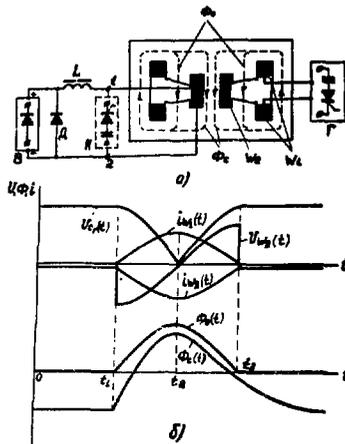


Рис. 1. Принципиальная схема возбуждения электромагнита бетатрона с подмагничиванием и эгеры токов, потоков и напряжений в ней.

Изменение $\Delta L/L = 5\%$ вызывает изменение равновесного радиуса по сравнению с расчетным на 2,8%. Величина и энергия индуктивности определяются выражениями:

$$L = \frac{\Phi_0 W_2^2 \mu_0}{B_0 \delta_0}; \quad Q = \frac{\Phi_0 B_0 \delta_0}{2 \mu_0},$$

где Φ_0 - абсолютное значение потока в центральном сердечнике, W_2 - число витков компенсационной обмотки, δ_0, B_0 - величина межполюсного зазора и магнитной индукции на радиусе равновесной орбиты, μ_0 - магнитная постоянная.

Отсутствие воздушных зазоров в магнитопроводе электромагнита привело к тому, что нелинейность кривой намагничивания стали центрального сердечника оказывает в течение времени цикла ускорения существенное влияние на положение равновесной орбиты, в результате чего в начале и конце цикла ускорения, т.е. на участках насыщения стали, происходит сужение равновесной орбиты. Это отклонение может достигать в инжекционный момент времени столь значительной величины, что процесс захвата электронов в ускорение становится невозможным.

Так, в рассмотренном случае (рис. 2, кривая 3) при максимальном подмагничивании до $\sim 1,75$ Т оно составило 16%. Потребовались специальные меры по исправлению магнитного поля в начале цикла путем введения дополнительной маломощной цепи коррекции К, представляющей собой предварительно заряженную емкость, подключаемую через тиристор к клеммам 1-2 обмотки (рис. 1а). Разряд этой емкости на обмотку W_2 вызывает появление дополнительного ускоряющего потока через центральный сердечник, компенсирующего сужение равновесной орбиты в начале цикла ускорения. Применением такой несложной корректирующей цепи удалось уменьшить максимальное отклонение равновесного радиуса с 16% до 3,5% (рис. 2, кривая 2) и тем самым обеспечить устойчивый захват и ускорение электронов, число которых по оценке ионизационным методом составило $(6+7) \times 10^{10}$ эл/импульс.

Поскольку бетатрон работает в импульсном режиме, начало цикла ускорения является начальным моментом для всех переходных процессов в схеме и фазовый

Отсутствие непосредственной электрической связи между обмотками W_1 и W_2 и использование магнитной экранировки центрального сердечника позволили исключить недостатки, присущие известным схемам с подмагничиванием, и успешно осуществить запуск на излучение импульсного сильноточного бетатрона на энергию 15 МэВ с мощностью дозы тормозного излучения $\sim 0,16$ Р за импульс на расстоянии 1 м. При этом размах магнитной индукции в центральном сердечнике, выполненном из стали Э630, составил 3,5 Т.

Магнитные измерения показали, что, изменяя величину индуктивности, можно просто и в широких пределах регулировать положение равновесной орбиты, что является существенным достоинством схемы при настройке бетатрона на максимальное излучение. Причем, положение равновесной орбиты не критично к величине индуктивности L и имеет зависимость, близкую к линейной (рис. 2, кривая 1). Так, изменение

сдвиг между потоками Φ_0 и Φ_2 , вызванный активным сопротивлением цепи обмотки W_2 , начинаясь с нуля в инжекционные моменты времени, достигает к концу цикла максимального значения, определяемого выражением:

$$d = (\pi/2 - \arctg X_L/R_2)(1 - e^{-t_u/\tau}),$$

где X_L - реактивное сопротивление индуктивности L ; R_2, τ - соответственно полное активное сопротивление и постоянная времени цепи обмотки W_2 ;

t_u - время цикла ускорения.

При этом изменение положения равновесной орбиты в конце цикла ускорения с точностью до 20% может быть оценено как

$$(\Delta^2/r_0)\% = (1/\cos d - \operatorname{tg} d - 1) \times 100\%.$$

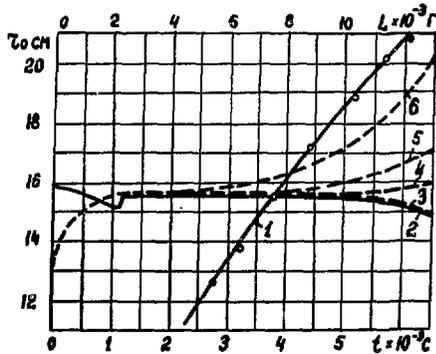


Рис. 2. Зависимости изменения радиуса равновесной орбиты от индуктивности и активного сопротивления в цепи компенсационной обмотки.

На рис. 2 показаны зависимости $r_0 = f(R_2)$. Кривая 2 соответствует рабочим параметрам схемы: $R_2 = 0,02 \text{ Ом}$, $\tau = 0,402 \text{ с}$. Кривые 3, 4, 5, 6 получены без коррекции и при введении в цепь обмотки W_2 дополнительных активных сопротивлений величиной 0,0; 0,15; 0,4; 0,7 Ом. Из полученных результатов видно, что при определенных значениях активного сопротивления цепи обмотки W_2 происходит компенсация сжатия равновесной орбиты из-за насыщения центрального сердечника.

При энергиях ускоряемых электронов 15-20 МэВ и выше предложенная схема позволяет существенно уменьшить вес электромагнита ускорителя за счет более полного использования кривой намагничивания стали. При этом во всех случаях сопротивление

R_2 имеет достаточно малую величину, в результате чего расширение орбиты в конце цикла ускорения не превышает допустимых значений.

Для случая возбуждения электромагнита синхротрона с подмагничиванием межполюсное пространство электромагнита замкнуто сплошным ферромагнитным сердечником с расположенной на нем короткозамкнутой компенсационной обмоткой. В этом случае для потока размагничивания появляется замкнутая магнитная цепь, а переменный поток практически полностью экранируется и перераспределяется в межполюсное пространство.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Васильев, Э.Г.Фурман. ПТЭ, 1977, № 3, 24.
2. D.W.Kerst, G.D.Adams, H.W.Koch. Rev. Scient. Instr., 1950, N5, p.462.
3. В.В.Ивашин, Г.А.Сипайлов. ПТЭ, 1966, № 5, 151.
4. В.А.Москалев, Г.И.Сергеев; В.В.Шашов. Изв. ВУЗ "Физика", 1977, № 9, 143.

РЕЗЕРВНЫЕ ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ ДЛЯ СИСТЕМ МЕДЛЕННОГО НАВЕДЕНИЯ ПРОТОННОГО ПУЧКА НА ВНУТРЕННИЕ МИШЕНИ УСКОРИТЕЛЯ У-70

С.А.Белов, А.А.Кардаш, В.А.Медведев, В.К.Перебийнос, В.Г.Широков
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящее время на ускорителе ИФВЭ большинство физических экспериментов, использующих счетную методику, проводится с пучками вторичных частиц, образующимися на внутренних мишенях. Медленное наведение протонного пучка на внутренние мишени ускорителя осуществляется с помощью локального искажения орбиты пучка, создаваемого изменением поля в двух блоках кольцевого электромагнита за счет протекания токов в дополнительных обмотках этих блоков. Источники питания представляют собой управляемые тиристорные преобразователи, питаемые от трехфазных индукторных синхронных преобразователей повышенной частоты [1].

Система питания медленного наведения пучка на мишени для одного канала вторичных частиц содержит отдельный электромашинный преобразователь (частота 1100 Гц, мощность 260 кВт), поэтому увеличение числа параллельно работающих каналов вторичных частиц связано с увеличением числа дорогостоящих, создающих много шума и неудобных в эксплуатации электромашинных преобразователей.

В докладе обсуждается статическая система питания для медленного наведения пучка на мишень (рис. 1).

В качестве регулирующего элемента используется ключевая полупроводниковая мостовая схема, составленная из транзисторов Т1 и Т2 и диодов Д1 и Д2, питаемая от трехфазной сети 50 Гц через трансформатор Тр1 и неуправляемый трехфазный мостовой выпрямитель В.

В зависимости от состояния транзисторов, включенных в плечи моста, схема может находиться в трех основных состояниях:

а) при насыщенных транзисторах Т1 и Т2 к дополнительной обмотке блока электромагнита прикладывается полное напряжение источника питания "В", ток в обмотке нарастает с максимальной скоростью:

$$\frac{di_m}{dt} = \frac{E - i_m(t) \cdot z_m}{L_m};$$

б) при насыщенном транзисторе Т1 и закрытом транзисторе Т2 обмотка блока оказывается зашунтированной через диод Д1 и транзистор Т1, ток уменьшается со скоростью, определяемой постоянной времени обмотки:

$$-\frac{di_m}{dt} = \frac{i_m(t) \cdot z_m}{L_m};$$

в) при закрытых транзисторах Т1 и Т2 энергия, запасенная в индуктивности обмотки блока электромагнита, возвращается в накопительную емкость Сн за счет протекания тока по цепи Lн, Д1, Сн, Д2; идет форсированное уменьшение тока со скоростью

$$-\frac{di_m}{dt} = \frac{E - i_m(t) \cdot z_m}{L_m}.$$

Энергия, возвращаемая в накопительную емкость Сн, определяется как разность между энергией, накопленной в индуктивности обмотки, и энергией, теряемой в активном сопротивлении силовой цепи при инвертировании тока:

$$W'_{C_n} = \frac{(U_0 - \Delta U)^2 \cdot C_n}{2} - \frac{U_0^2 \cdot C_n}{2} = \frac{I_{н.макс}^2 \cdot L_n}{2} - \frac{I_{н.макс}^2 \cdot t_{инв} \cdot Z_{акт}}{2} \quad (1)$$

где: U_0 - напряжение источника питания;
 ΔU - допустимое приращение напряжения на накопительной емкости C_n при инвертировании максимального тока нагрузки $I_{н.макс}$;
 $t_{инв}$ - время инвертирования максимального тока нагрузки $I_{н.макс}$;
 L_n - индуктивность обмотки блока электромагнита (нагрузки);
 $Z_{акт}$ - активное сопротивление обмотки блока и подводных кабелей.

Из (1) следует, что минимальная величина накопительной емкости

$$C_n \cong \frac{I_{н.макс}^2 \cdot \left(L_n - \frac{Z_{акт} \cdot t_{инв}}{2} \right)}{2U_0 \cdot \Delta U + \Delta U^2} \quad (2)$$

В реальной схеме используется накопительная емкость $C_n = 0,06 \text{ Ф}$.

Регулятор в системе медленного наведения пучка на мишень исследовался в режиме ШИМ-регулирующего и релейного регулирования [2] с нормальной и опережающей петлями гистерезиса. Минимальная модуляция плотности потока вторичных частиц получена при регулировании с опережающими петлями гистерезиса (рис.2а,б). Однако настройка системы медленного наведения пучка на мишень при таком регулировании критична к параметрам ускоренного пучка, координатам мишени и числу параллельно работающих каналов. Лучшие регулировочные характеристики и более высокая эксплуатационная надежность получены в двухконтурной системе авторегулирования (рис. 3). В этой схеме ключевой регулятор блока 3 работает во вспомогательном контуре релейного регулирования напряжения, образованном компаратором 1, схемой управления транзисторами Т1 и Т2 2, L-C - фильтром 4 и силовым блоком 3. За счет действия цепи отрицательной обратной связи напряжение на выходе фильтра пропорционально величине входного сигнала $U_{рег}$ и содержит пульсации с частотой $2 \cdot 2,5 \text{ кГц}$, равной частоте переключения компаратора 1. Таким образом, вспомогательный контур с замкнутой обратной связью может быть представлен как активный линейный четырехполюсник с коэффициентом усиления, равным

$$K_{прн} = \frac{\Delta U_n}{\Delta U_{рег}}$$

Частотная характеристика этого четырехполюсника практически линейна до частоты переключения силового блока.

Вспомогательный контур, образованный блоками 1-4, является регулирующим элементом для основного контура - контура стабилизации интенсивности вторичных частиц. В состав основного контура также входят: дополнительные обмотки 5 в 2-х блоках кольцевого электромагнита, с помощью которых создается локальное искажение магнитного поля, смещающее протонный пучок 6 до координат мишени; монитор 7, регистрирующий поток вторичных частиц, и сумматор с корректирующим усилителем 8.

Кроме основной задачи - наведения пучка на мишень (рис.2в) - система обеспечивает формирование трапецидальных импульсов тока в диапазоне токов $10 \div 200 \text{ А}$ со стабильностью тока на плато не хуже $0,5\%$. В этом случае отключается обратная связь по интенсивности вторичных частиц и включается цепь обратной связи по току нагрузки.

Все элементы системы питания, кроме силового трансформатора и выпрямителя, размещены в стойке типа "Вишня"-С5. Силовой блок, рассчитанный на рабочий ток до 200А при напряжении питания до 200 В, состоит из 12-ти параллельно включенных модулей, размещенных в одной корзине стойки типа "Вишня".

Каждый модуль, собранный по схеме полупроводяемого мостового регулятора (рис. 1), содержит 4 транзистора типа КТ-812А, 4 диода КД-213А (по паре в каждом плече моста) и часть накопительной емкости (200 мкФ). Один модуль рассчитан на ток 16А.

Модульная конструкция регулятора, обеспечивающая минимальную величину паразитной индуктивности монтажа, а также применение специальных диодов типа КД-213А, имеющих время восстановления обратного сопротивления $t_{восст.} \leq 170$ нс, позволили получить низкие значения сквозных токов и перенапряжений ($I_{скв} \leq 0,3 I_n$; $U_{пер} \leq 0,1 U$) без применения специальных схем для защиты транзисторов от I скв. и U пер.

Новые источники питания занимают площадь в 20 раз меньшую по сравнению с прежними (20 кв. м и 400 кв. м). К.п.д. новых источников питания близок к 80%, они не создают вредного шума, затраты на эксплуатацию их невелики.

Л и т е р а т у р а

1. Гридасов В.И. и др. Система медленного наведения ускоренного пучка на внутренние мишени ускорителя ИФВJ на энергию 70 ГэВ. Атомная энергия, том 30, вып. 6, 1971.
2. Вавилов А.А. Частотные методы расчета нелинейных систем. "Энергия", М., 1970.

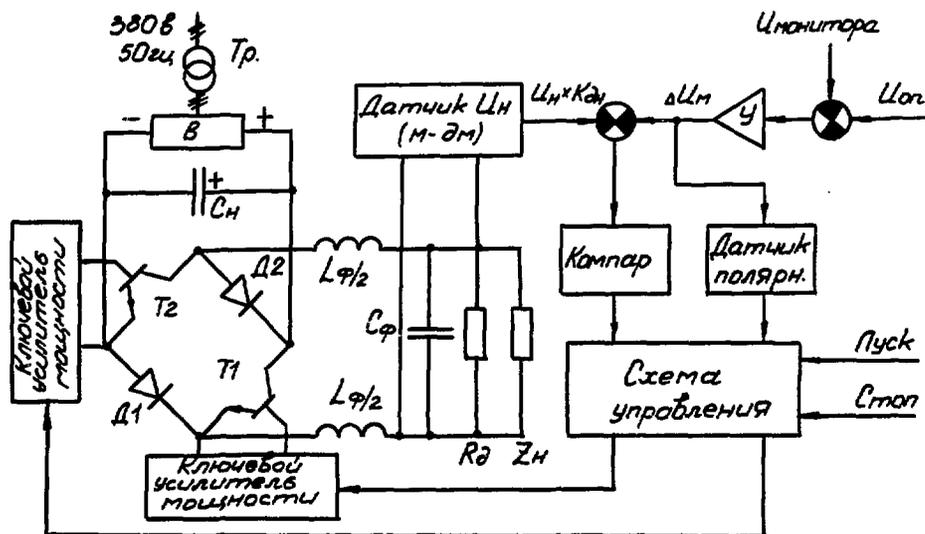


Рис. 1. Функциональная схема релейного регулятора.



Рис. 2а.

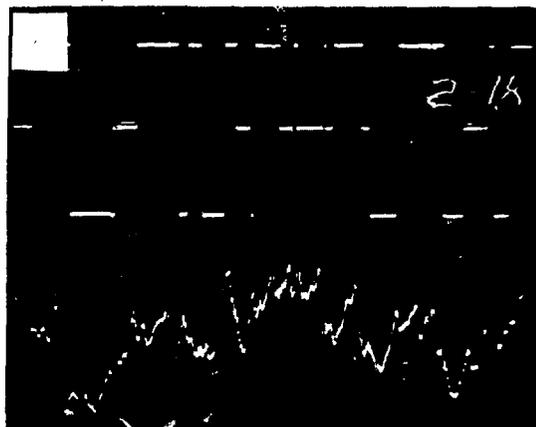


Рис. 2б.

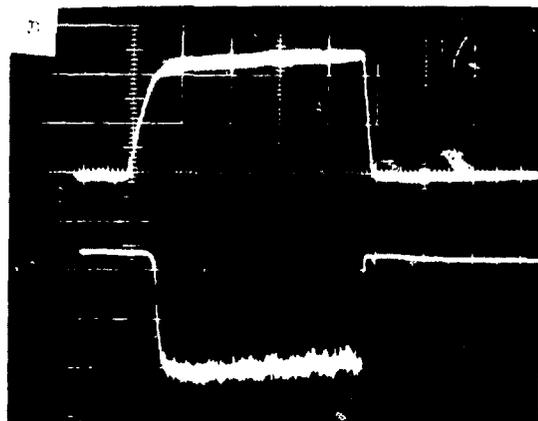


Рис. 2в.

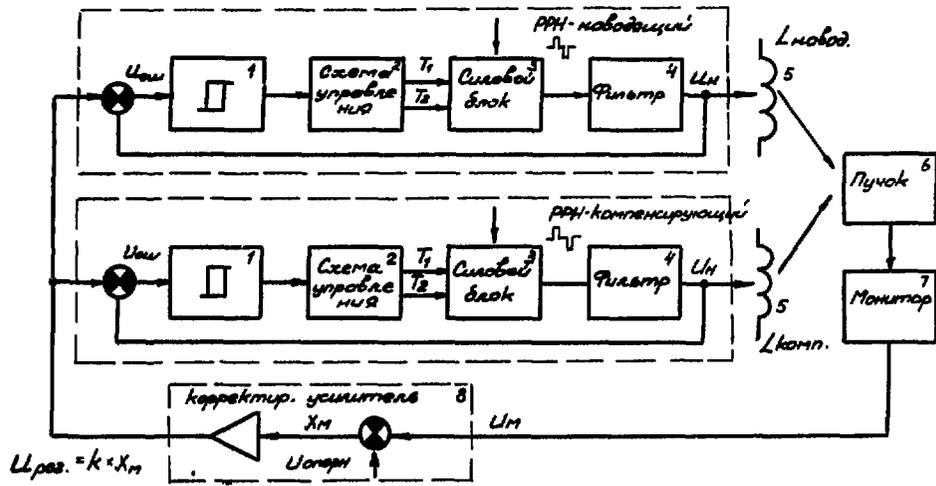


Рис. 3.

ИЗМЕРЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ С ПОМОЩЬЮ ДЛИННОЙ
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КАТУШКИ

П.Д.Восбой, С.И.Мишнев, И.А.Протопопов, Б.М.Смирнов

Институт ядерной физики СО АН СССР

При массовых измерениях магнитных элементов накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4 использовались датчики Холла \overline{I} , с помощью которых с высокой точностью измерялись поля и градиенты, и с гораздо меньшей - квадратичная и кубичная нелинейности. Полученной информации оказалось недостаточно при создании в накопителях участков с малыми β -функциями, поскольку для линз этих участков возникают особые требования к точности измерения нелинейностей высоких порядков. Для решения поставленной задачи потребовалось создание новой измерительной системы, позволяющей получать существенно большее число измерений в поперечном сечении линзы по сравнению с существующим. Получение такого же объема информации старым методом практически невозможно из-за сложности размещения большого числа холловских датчиков в апертуре линзы. В используемом методе измерение нелинейности поля проводится с помощью вращающейся катушки. Амплитуды и фазы гармоник напряжения, индуцируемого в такой катушке, пропорциональны амплитудам и фазам соответствующих гармоник поля, что непосредственно следует из решения уравнения Лапласа $\Delta \Psi = 0$. Следовательно, задача измерения нелинейности поля свелась, в основном, к измерению амплитуд и фаз соответствующих гармоник наведенного сигнала.

На рис.1 изображено поперечное сечение вала катушки, названного вертушкой, с одной измерительной и двумя компенсационными обмотками, расположенными на меньшем радиусе. Длина обмоток, намотанных проводом диаметром 0,1 мм, составляет 150 см, что на 25 см больше длины измеряемых линз. Это позволило учесть влияние краев линзы на интегральную нелинейность поля.

Проведение точных измерений невозможно без компенсации второй гармоники, обычно превышающей амплитуду других гармоник на 2-3 порядка. Благодаря использованию компенсирующих обмоток удалось устранить её влияние на точность определения амплитуд и фаз высших гармоник. При этом имелась возможность так подобрать форму и размер обмоток, что их действие практически сказывалось только на первой и второй гармонике наведенного напряжения.

Для проведения компенсации вполне достаточно одной обмотки. Введение двух компенсирующих обмоток позволяет устранить имеющую место при биениях вала частичную перекачку амплитуды второй гармоники в высшие. Размеры и положение компенсирующих обмоток подобраны таким образом, что наряду с требованием компенсации второй гармоники наведенного сигнала

$\Phi_{2 \text{ изм.}} = \Phi_{2 \text{ ком.}}$, где Φ_2 - поток, созданный 2-й гармоникой, выполняется условие, устраняющее влияние биений вала на точность измерений, проводимых с помощью вертушки:

$$d\Phi_{2 \text{ изм.}}/dz = d\Phi_{2 \text{ ком.}}/dz.$$

Выбор катушки, измеряющей χ -в компоненту поля, имеет некоторые преимущества по сравнению с катушкой, измеряющей θ -в компоненту:

- во-первых, упрощается изготовление вертушки;

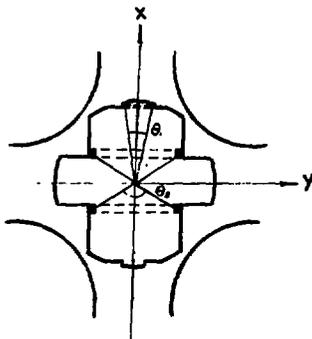


Рис. I. Поперечное сечение вала вертушки

частотой 9 Гц. Одновременно с этим с частотомера считывается значение периода вращения вала вертушки. На этом измерение заканчивается, и ЭВМ приступает к анализу результатов измерения.

Обычно для решения подобных задач используется ряд Фурье. Для практического осуществления фурье-анализа требуется создание устройства, которое бы располагало на интервале 2π исследуемого сигнала N равномерно отстоящих друг от друга точек измерения. Создать такое устройство оказалось сложно, поскольку оно должно следить за изменением частоты вращения вертушки, вызванным нестабильностью частоты сети. Необходимость создания устройства отпадает, если воспользоваться для нахождения амплитуд и фаз методом наименьших квадратов. В этом случае начало и конец измерений совсем не обязательно должны укладываться на интервале 2π , а могут принимать произвольные значения. Для проведения гармонического анализа достаточно раз замерить частоту запуска вольтметра, поскольку частота запуска стабилизирована кварцем, и в дальнейшем следить за периодом вращения вертушки, значение которого необходимо для построения аппроксимирующего полинома.

Минимизация функции

$$\sum_{i=1}^N [u_i - \sum_{j=1}^n A_j \cdot \sin(j\omega t_i + \varphi_j)]^2 = \min,$$

где u_i - напряжение, измеренное вольтметром в момент t_i ;

ω - частота вращения;

A_j, φ_j - амплитуда и фаза искомого гармоник.

приводит к нахождению матрицы M , позволяющей процесс нахождения коэффициентов тригонометрического ряда свести к простому умножению матрицы на вектор-столбец, содержащий результаты измерения вольтметром входного сигнала. Благодаря этому время, затрачиваемое ЭВМ на вычисление амплитуд и фаз гармоник анализируемого спектра, составило несколько секунд.

Работа с машиной в диалоговом режиме кроме непосредственного нахождения амплитуд и фаз нелинейностей поля позволяет также решать обратную задачу восстановления входного сигнала по найденным коэффициентам. Величина среднеквадратичной ошибки аппроксимации позволяет судить о правильности выбора числа членов аппроксимирующего ряда.

Используя график входного сигнала за вычетом первой и второй гармоник, легко решить вопрос о месте нахождения и компенсации нелинейности поля в камере -

- во-вторых, при правильно выбранном θ измерительной обмотки. Появляется возможность обеспечить более высокую чувствительность на высших гармониках при прочих равных условиях.

Для измерения наведенного сигнала используется быстрый АЦП, позволяющий делать 3200 изм./с. с точностью 10^{-4} . С той же точностью с помощью фотодатчика и частотомера меряется период вращения вертушки, значение которого необходимо для последующих расчетов на ЭВМ. Процесс измерения длится доли секунды и протекает следующим образом. По команде с дисплея (VIDIOTON 340) с АЦП считывается 360 измерений. По времени это примерно соответствует 1 обороту вертушки, вращающейся с

ряемой линзе. График строится на имеющемся печатающем устройстве ДЗМ-180.

С помощью вертушки были измерены нелинейности линз прямолинейного промежутка ВЭПП-4. Для аппроксимации измеряемого напряжения использовался полином 12-й степени. Относительная ошибка градиента, связанная с нелинейностью, не превышала $(1+2) \cdot 10^{-3}$, что позволило не проводить компенсации имеющихся в линзах нелинейностей.

Л и т е р а т у р а

1. Воблый П.Д., Левичев Б.В., Протопопов И.Я. Магнитные измерения накопителя ВАПП. Труды III Всесоюзного Собрания по ускорителям заряженных частиц, т. 2, "Наука", М., 1973, с. 87.

ВОПРОСЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛОСКОЙ ВЕРШИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЭЛЕКТРОННОГО СИНХРОТРОНА

В.П.Гончаренко, О.А.Цусев, Н.С.Резчикова

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

В последнее время получили широкое распространение физические эксперименты, связанные с "медленным" (в течение нескольких миллисекунд) выводом ускоренных частиц с постоянной энергией. Применительно к электронным синхротронам это приводит к необходимости формирования "плоской вершины" в кривой напряженности магнитного поля с момента достижения им амплитудного значения, т.е. поддержание производной поля по времени близкой к нулю в течение всего времени вывода частиц. Длительность "плоской вершины" для ускорителей, работающих на частоте 50 Гц. ограничена в диапазоне (2-6)мс технико-экономическими соображениями и, в частности, требованием к суммарной нелинейности и нестабильности ее не хуже 0,1%.

Наиболее распространенной схемой питания электронных синхротронов является резонансная схема. Через обмотку электромагнита пропускается постоянная и переменная составляющие тока. Конденсаторная батарея образует с электромагнитом колебательный контур. В общем случае частота колебаний в образованном резонансном контуре не равна частоте питающей сети. Это является причиной обнаруженного на всех синхротронах биения интенсивности ускоренного пучка от цикла к циклу. Поэтому для эффективной работы устройств ускорительного комплекса необходимо синхронизировать частоту работы ускорителя с частотой питающей сети /1/.

Известны различные способы и устройства формирования "плоской вершины" магнитного поля синхротрона и синхронизации частоты циклов ускорения с частотой питающей сети, использующие, например, принцип наложения на основную гармонику тока высших гармонических составляющих; введения в цепь резонансного контура в максимуме тока электромагнита дополнительной индуктивности с частичной компенсацией напряжения на ней; шунтирование емкости резонансного контура в момент достижения током электромагнита амплитудного значения /2,3/.

Для действующего электронного синхротрона на энергию 1,2 ГэВ в ИАНе разработано устройство формирования "плоской вершины" магнитного поля, где используется принцип шунтирования тока электромагнита в максимуме с помощью тиристорного ключа, а синхронизация частоты работы ускорителя с частотой питающей сети осуществляется путем пропорционального изменения длительности "плоской вершины" при изменении периода питающей сети. В этом случае для синхронизации необходимо выполнение следующего условия:

$$T_c = T_k + \Delta T,$$

где T_c - период питающей сети;

T_k - собственная частота резонансного контура;

ΔT - разность между периодами контура и сети.

Упрощенная электрическая схема системы питания синхротрона С-25Р приведена на рис.1а. Для обеспечения работы синхротрона на максимальной энергии

необходимо поддерживать в обмотке электромагнита L_1 протекание постоянного тока 3030А от источника В1 и переменного тока 3200А амплитудного значения. Компенсация потерь в резонансном контуре осуществляется через разделительные реакторы L_4, L_5 от параллельного инвертора на тиристорах Т4, Т5. Дополнительное оборудование, используемое для формирования "плоской вершины", обозначено на рис.1а штрих-пунктирной линией ОПВ (оборудование плоской вершины). Последовательно с основной емкостью резонансного контура включены добавочные индуктивности L_2, L_3 , шунтированные тиристорными ключами Т2, Т3. Электромагнит L_1 шунтирован тиристорным ключом Т1 через источник компенсации потерь ИКП.

Технические требования к системе формирования плоской вершины магнитного поля:

1. Максимальная длительность плоской вершины $t_{пл} = 3 \cdot 10^{-3}$ с.
2. Стабильность магнитного поля на площадке в каждом цикле ускорения $\leq 10^{-3}$.
3. Точность синхронизации частоты циклов ускорения $\pm 0,1\%$.
4. Энергия ускоренных частиц при работе ускорителя:
 - 4.1. синхронно с сетью 1 ГэВ.
 - 4.2. без синхронизации с сетью 1,2 ГэВ.

Эквивалентная схема системы питания в режиме формирования "плоской вершины" в токе магнита представлена на рис.1б, где:

$$L_{ЭК} = \frac{(L_4 + L_5) \cdot L_1}{L_4 + L_5 + L_1},$$

$L_{ЭК}$ - эквивалентная индуктивность резонансного контура;

$$C_{ЭК} = C_1 + \frac{C_2 C_3}{C_2 + C_3},$$

$C_{ЭК}$ - эквивалентная емкость резонансного контура;

$$L_2 = L_2 + L_3,$$

L_2 - эквивалентная дополнительная индуктивность.

Ток электромагнита при амплитудном значении шунтируется тиристорным ключом Т1 на время "плоской вершины". Спад тока за счет активного сопротивления обмотки электромагнита и шунтирующей цепи компенсируется источником компенсации потерь ИКП, включенным последовательно с ключом Т1. Через открытый ключ Т1 образуется колебательный контур $C_{ЭК} - L_2$ с начальной энергией

$$W = \frac{I_g^2 L_2}{2},$$

где I_g - амплитудное значение тока в дополнительной индуктивности в момент открытия ключа Т1.

Текущие значения тока и напряжения в образцовом колебательном контуре описываются уравнениями

$$i_g(t) = I_g \cos \omega_1 t,$$

$$U_{C_{ЭК}}(t) = -I_g \frac{1}{\omega_1 C_{ЭК}} \sin \omega_1 t,$$

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{L_2 C_{ЭК}}}.$$

Дополнительная индуктивность выбирается из условия

$$L_2 = \left(\frac{4 t_{пл}}{3 T_c} \right)^2 L_{ЭК},$$

поэтому к моменту окончания "плоской вершины" тока, напряжение на $C_{ЭК}$ примерно равно максимальному и положительно относительно катода Т1 (полярность

на рис. 1б указана в скобках). В этот момент, синхронизированный с одной из фаз питающей сети, включается ключ Т2 и ключ Т1 запирается напряжением на емкости $C_{ЭК}$. Ток электромагнита по цепи $L_{ЭК} - C_{ЭК} - T2$ перезаряжает емкость, и время восстановления ключа Т1 (время, в течение которого к нему приложено обратное напряжение) определяется соотношением

$$t_p = \frac{U_{ЭК} \cdot C_{ЭК}}{I_M}$$

Ключ Т2 запирается в момент времени, соответствующий нулевому значению тока. Добавочная индуктивность L_g , включенная последовательно с емкостью резонансного контура, ограничивает скорость нарастания тока в шунтирующем ключе Т1, обеспечивает его защиту в аварийных режимах, а энергия, запасенная в ней, используется для выключения и восстановления вентильных свойств ключа Т1.

Спад тока в магните:

$$\Delta I_M \approx I_{\Sigma} \frac{R_M + R_{T1}}{L_M} t_{пл.}, \quad I_{\Sigma} = I_{\sim} + I_{=}$$

где I_{Σ} - сумма переменной и постоянной составляющих тока электромагнита.

Ток источника компенсации потерь ИКП

$$i(t) = I_{\Sigma} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{U}{R_{ЭК}} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right);$$

$$\tau = L_M / (R_M + R_{T1}); \quad R_{ЭК} = R_M + R_{T1}.$$

При напряжении источника компенсации

$$U = I_{\Sigma} \cdot R_{ЭК}$$

возможна полная компенсация спада тока.

Относительная величина высокочастотных пульсаций на вершине пропорциональна индуктивности цепи, шунтирующей электромагнит:

$$S = \pm \frac{L_{ш}}{L_M} \frac{I_{\sim}}{I_{\Sigma}}$$

$L_{ш}$ - индуктивность шунтирующей цепи (L_{T1} , $L_{ИКП}$, $L_{кабели}$).

При синхронизации частоты циклов ускорения с частотой питающей сети несколько дестабилизирующих факторов являются определяющими. По ГОСТу 13109-67 допускается временная работа энергетической системы с отклонением частоты на $\pm 0,2$ Гц от номинального значения. Из-за нелинейности индуктивности электромагнита при протекании постоянной составляющей тока, частота резонансного контура меняется в пределах $\pm 0,5\%$. Таким образом, длительность "плоской вершины" в токе магнита с учетом дестабилизирующих факторов имеет вид:

$$t_{пл.} = t_{пл. ном} \pm f(\Delta t_c, \Delta t_k),$$

$t_{пл. ном}$ - номинальное значение длительности "плоской вершины",

Δt_c - изменение периода питающей сети,

Δt_k - изменение периода контура.

В общем виде разница между периодами контура и сети ΔT определяется выражением

$$\Delta T = t_{пл.} + t_0,$$

где t_0 - некоторая переменная величина, зависящая от изменения периода сети и контура и определяемая остаточным напряжением $U_{ост}$ на $C_{ЭК}$ после запираения шунтирующего ключа Т1.

$$t_0 = -\frac{1}{\omega_1} \sin \omega_1 t_{пл.},$$

откуда $\omega_1 \Delta T = \omega_1 t_{пл.} = -\sin \omega_1 t_{пл.}$

Решив графически это уравнение (рис.2), можно определить длительность "плоской вершины" в режиме синхронизации с сетью при работе в различных точках зоны синхронизации. На графике длительность соответствует абсциссе точки пересечения двух функций:

$$y_1 = -j \sin \omega_1 t_{пл.},$$

$$y_2 = \omega_1 \Delta T - \omega_1 t_{пл.}.$$

Как видно из рис.2, максимальная длительность площадки получается меньше, чем в режиме без синхронизации с сетью, за счет времени t_0 , необходимого для разряда емкости $C_{ЭК}$ до нуля. Предпочтительная область зоны синхронизации из условия наибольшего напряжения на $C_{ЭК}$ в момент окончания плоской вершины находится в интервале:

$$\frac{3}{2}\pi - \frac{\pi}{6} < \omega_1 \Delta T_{ном} < \frac{3}{2}\pi + \frac{\pi}{3}.$$

Длительность плоской вершины с учетом параметров добавочной индуктивности и частоты резонансного контура определяется выражением:

$$t_{пл.} = \frac{1}{\omega} (T_0 - 2\pi \sqrt{L_{ЭК} \cdot C_{ЭК}} + \pi \sqrt{L_g C_{ЭК}}).$$

Таким образом, величина индуктивности добавочного дросселя выбирается из условий:

- 1) необходимой длительности "плоской вершины" тока в электромагните;
- 2) обеспечения требуемого диапазона зоны синхронизации;
- 3) восстановления вентиляльных свойств тиристорного ключа, шунтирующего электромагнит.

При длительности "плоской вершины" $t_{пл.} = 3 + 4$ мс добавочная индуктивность составляет 5-6% от индуктивности электромагнита, и при выполнении перечисленных выше условий 2 и 3 можно использовать несколько периодов колебаний контура $L_g - C_{ЭК}$ для дискретного регулирования длительности "плоской вершины".

Наиболее ответственными элементами разработанной системы являются тиристорные ключи Т1 и Т2. Для синхротрона С25Р предполагается использовать в качестве ключей секции модулей БГСВ 800-235, используемые для линий электропередачи постоянного тока на базе тиристоров ТЗ-320-24. Конструктивно ключ Т1 содержит шесть параллельных ветвей по 18 последовательных тиристоров в каждой, а ключи Т2 и Т3 содержат шесть параллельных ветвей по 9 последовательных тиристоров.

Охлаждение ключей - водяное.

Описанная схема формирования "плоской вершины" магнитного поля электронного синхротрона исследована на синхротроне С-25 в ФИАНе.

Режим ускорителя:

- 1) амплитуда переменной составляющей тока электромагнита - 1000А,
- 2) падение напряжения на обмотке электромагнита - 15000В,
- 3) длительность плоской вершины тока - $3,5 \cdot 10^{-3}$ с.

На рис.3а представлены осциллограммы фазы питающей сети и напряжения на электромагните, на рис.3б - осциллограммы тока и напряжения электромагнита, на рис.3в - осциллограммы напряжения на емкости резонансного контура и электромагните, с использованием при формировании "плоской вершины" двух периодов колебаний контура, образованного $L_g - C_{ЭК}$ в момент шунтирования тока электромагнита ключом Т1.

Результаты исследований подтвердили правильность проведенных расчетов. Система работала устойчиво, легко входила в синхронизацию с сетью. Колебания в токе во время "площадки" не превышали допустимого значения. В режиме "плоской вершины" плечи инвертора подпитки резонансного контура работали несимметрично, что говорит о необходимости доработки схемы искусственной коммутации инвертора.

Л и т е р а т у р а

1. С.К.Есин и др. Исследование периодических нестабильностей интенсивности ускоренного пучка на Ереванском электронном синхротроне и их устранение. Труды второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.2, "Наука", 1972 .
2. Г.Кумпферт. Состояние дел и перспективы развития электронного синхротрона ДЭЭИ на 7,5 ГэВ. Труды второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.1, "Наука", 1972 .
3. О.А.Гусев и др. Некоторые возможности формирования плоской вершины во временной зависимости магнитного поля синхротрона. Изв. АН Армянской ССР, Физика, 6, стр.402-408, 1971 .

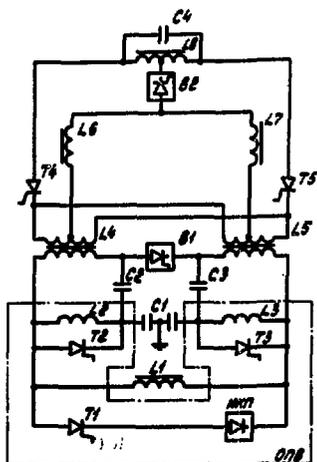


Рис. 1а. Принципиальная схема системы питания синхротрона.

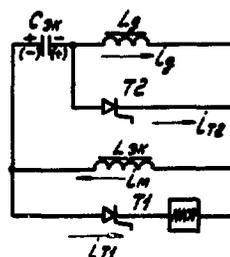


Рис. 1б. Эквивалентная схема системы питания в режиме формирования "плоской вершины".

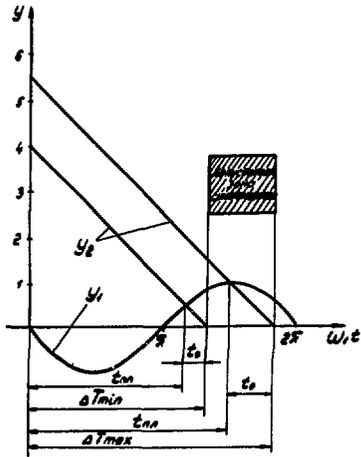


Рис. 2. График для определения длительности "плоской вершины".

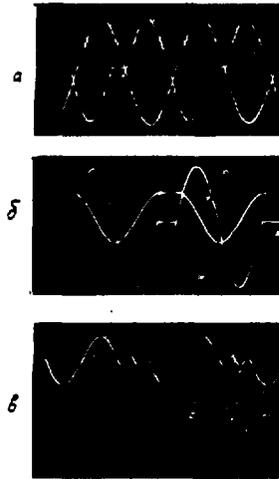


Рис. 3 а, б, в. Осциллограммы напряжений и тока в основных цепях схемы.

АНАЛИЗ РАБОТЫ ТИРИСТОРНОЙ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ
КОЛЬЦЕВОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТА ЭКУ-6

О.А. Гусев, А.И. Константинов, А.П. Лебедев

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

Б.А. Вартамян, А.С. Диванян, Э.М. Лазиев, Г.А. Мартиросян, К.А. Садоян

Ереванский физический институт

С.К. Есин

Институт ядерных исследований, Москва

Питание кольцевого электромагнита Ереванского электронного синхротрона на энергию 6 Гэв (ЭКУ-6), работающего с частотой циклов ускорения 50 Гц, осуществляется в резонансном контуре с подмагничиванием через разделительные реакторы. Источник питания электромагнита переменным током состоит из игнитронного выпрямителя (5,0кВ; 500А) с анодным трансформатором, накопительной конденсаторной батареи, зарядного и разрядного реакторов и импульсного игнитронного преобразователя с согласующим трансформатором. Разряд накопительной батареи производится два раза за период колебаний контура. Мощность, потребляемая от источника переменного тока, 1500 кВт [1].

В соответствии с программой реконструкции ускорителя, с целью повышения стабильности параметров магнитного поля и надежности работы системы питания осуществлена замена игнитронных преобразователей на тиристорные. Функциональная схема системы питания переменным током электромагнита ЭКУ-6 приведена на рис.1. Схема содержит анодный трансформатор T_{PI} , зарядный тиристорный выпрямитель TB , цепь нагрузки выпрямителя RC , зарядный L_z и разрядный L_p реакторы, накопительную конденсаторную батарею C_H , импульсный тиристорный преобразователь TI и разделительные реакторы $P1 + P8$.

Энергия, отдаваемая накопительной емкостью в контур, выражается формулой:

$$A_{CH} = 2C_H \cdot U_{ЭП}^2 \frac{1-\beta}{1+\beta}, \quad (1)$$

где $U_{ЭП}$ - эффективное напряжение контура,

β - коэффициент остаточного напряжения на накопительной емкости.

Для устойчивой работы преобразователя необходимо работать при значениях $\beta < 0$, т.е. с перезарядом накопительной емкости.

Для пуска системы питания исследованы два метода, обеспечивающие плавный пуск с минимальными переходными процессами в силовых цепях системы. При первом, стартерном методе возбуждения резонансного контура пуск осуществляется разрядом накопительной емкости на контур, на который предварительно подано синусоидальное напряжение от сети. Соотношение напряжения накопительной емкости U_{CHmax} и амплитуды напряжения на резонансном контуре $U_{ЭПmax}$, приве-

денного к цепи разряда, для надежного запираания вентилей преобразователя должно быть не менее $I : 2$.

При втором методе пуск производится от генератора импульсов, частота следования которых в процессе пуска зависит от величины напряжения на резонансном контуре. Необходимым условием устойчивой работы системы при пуске является передача в контур максимальной энергии от накопительной емкости в каждом импульсе. Первый импульс разряда емкости формируется в момент, когда напряжение на накопительной емкости равно напряжению выпрямителя, при этом ток в цепи заряда максимальный. Последующие импульсы подаются в контур в моменты, когда напряжение на емкости приблизительно в два раза превышает максимальное напряжение на резонансном контуре. Оптимальная закономерность изменения частоты управляющих импульсов найдена с помощью ЭВМ и имеет вид:

$$F_r = F_p (1 + 0,017e^{-\frac{\pi F_p}{Q}t}), \quad (2)$$

где F_r - частота импульсов генератора,
 F_p - резонансная частота контура,
 Q - добротность контура.

Тиристорный выпрямитель ТВ собран по трехфазной мостовой схеме на высоковольтных тиристорных модулях с водяным охлаждением. Каждый модуль состоит из шести последовательно соединенных тиристоров типа ТЗ-320-22кл. Средний ток тиристора 320А, средний ток плеча выпрямителя 165А. В номинальном режиме работы ускорителя, соответствующем энергии 6 ГэВ, выпрямленное напряжение $U_0 = 4600В$; выпрямленный ток $I_0 = 330А$. Анодный трансформатор выбран типа ТМА 5600/35; 6,3/5,5 - 5,0 - 4,5; 275А; $\rho_k = 5,70$. Сопротивление рассеяния обмоток трансформатора:

$$X = \frac{U_{2r}}{I_{2r}} \cdot \frac{\rho_k}{100} = 1,1 \text{ ом}.$$

Ток короткого замыкания выпрямителя (без учета сопротивления кабелей и дросселей насыщения) при работе на отпайке 4,5 кВ:

$$I_{кз} = 4000 \text{ А}.$$

Допустимый ударный ток тиристора:

$$I_{уд} = 7100 \text{ А при } t = 10 \text{ мс}; \int I^2 t = 252000 \text{ А}^2 \text{с}.$$

При наличии быстродействующей защиты выпрямителя не требуется параллельного включения тиристоров. Допустимая скорость нарастания тока тиристора ТЗ-320 $\frac{dI}{dt} = 20 \text{ А/мкс}$. Для ограничения скорости нарастания тока при коммутации тиристорного выпрямителя необходимая величина индуктивности должна быть не менее:

$$L = \frac{U_0}{(dI/dt)_{дон}} = 0,32 \text{ мГ}.$$

Максимальное значение обратного напряжения одного плеча выпрямителя

$$U_{обр} = 7,75 \text{ кВ}. \text{ Запас по напряжению тиристоров составляет } 1,7.$$

На рис.2 приведена принципиальная схема одного плеча тиристорного выпрямителя. Каждое плечо выпрямителя включает в себя тиристорный модуль МТ, блок защитных цепей БЗЦ, блок резисторов БР, блок управления тиристорами БУТ и датчик пробоя тиристоров ДПТ. Тиристорный модуль МТ состоит из шести последовательно соединенных тиристоров типа ТЗ-320-22кл, импульсных трансформаторов поджига тиристоров Тр1, Тр6 и элементов цепей управления тиристорами. Блок защитных цепей включает в себя выравнивающие А и АС-цепи, а также встречно включенные лавинные вентили В1+В12 типа ВЛ200-13кл. Лавинные вентили служат для снятия кратковременных перенапряжений с тиристоров, а в случае за-

держки включения какого-либо тиристора подается дополнительный импульс на его включение. При этом загорается светодиод СД, сигнализирующий о ненормальной работе системы управления.

Управление тиристорами осуществляется по кабельно-трансформаторной схеме от блока управления тиристорами БУТ.

Датчик пробоя тиристоры ДПТ предназначен для сигнализации о выходе из строя тиристоры в модуле. При пробое тиристора происходит разбаланс моста, образованного блоком резисторов БР и блоком защитных цепей БЗЦ, в диагональ которого включен ДПТ, и срабатывает поляризованное реле Р. Для ограничения скорости нарастания тока в момент включения тиристоры до допустимой величины в цепь переменного тока выпрямителя включены дроссели насыщения с условной запирающей способностью 0,24 В.с. В выпрямителе предусмотрена быстродействующая защита от перегрузок и коротких замыканий. В качестве датчиков используются герконы и реле максимального тока.

Импульсный тиристорный преобразователь ПП состоит из четырех параллельных ветвей, по два последовательно соединенных модуля в каждой ветви. Максимальное напряжение на один тиристор 1,3 кВ, амплитуда тока 500А, эффективный ток 158А. Для выравнивания тока в параллельные ветви включены дополнительные индуктивности. Основные технические параметры тиристорного преобразователя следующие:

длительность импульса тока разряда 70 эл. град.,

круговая частота разряда $\omega = 810$ 1/с,

полная индуктивность разрядной цепи $L_p = 4,29$ мГ,

амплитуда тока при разряде накопительной емкости на противоэде контура

$I_p = 2000$ А,

средний ток разряда $I_{р ср} = 125$ А, эффективный ток разряда $I_{эфф} = 630$ А,

наибольшее анодное напряжение: положительное - 15,7 кВ, отрицательное - 6,0 кВ.

Основным силовым элементом тиристорной системы питания является высоковольтный тиристорный модуль с водяным охлаждением (рис.3). Конструктивно модуль представляет собой компактное устройство, состоящее из двух основных узлов: блока тиристоры и блока импульсных трансформаторы.

Проведенные испытания тиристорной системы питания в режиме работы ускорителя 4,5 ГэВ показали, что разработанная система проста в эксплуатации, обладает достаточной надежностью как в переходных, так и в установившемся режимах и обеспечивает широкий диапазон регулирования энергии ускоренных частиц.

Л и т е р а т у р а

1. В.П.Борисов и др. Основные параметры и опыт наладки системы питания электромагнита Ереванского синхротрона. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Т.1. ВИНТИ, М., 1970, с. 212.

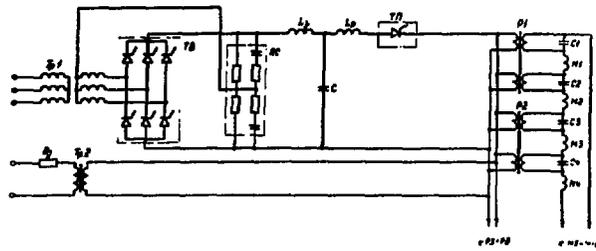


Рис. 1.

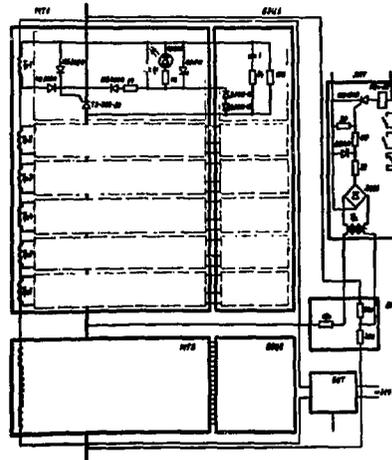


Рис. 2.

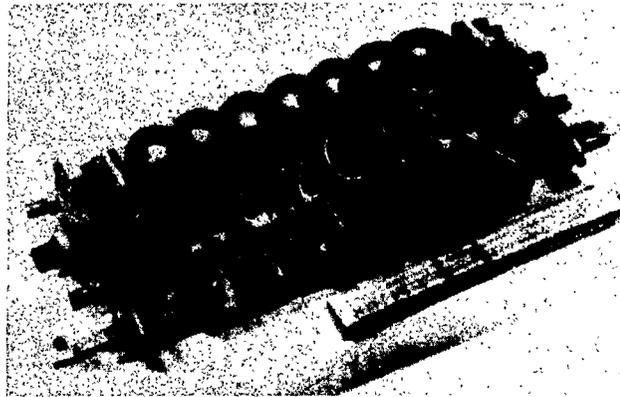


Рис. 3.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ УСКОРИТЕЛЯ ИФЭБ ПРИ РАБОТЕ С БУСТЕРОМ

Б.А.Алексеев, В.И.Андреев, М.П.Васильев, К.К.Власов, А.А.Гулак,
В.Н.Дорошенко, В.Г.Ивкин, И.И.Ковалевский, В.М.Корман, А.П.Лебедев,
И.В.Мозин, Б.Н.Попсуевич, В.Н.Рожков, А.А.Тункин, В.Д.Федоров
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

В.Н.Пакалин, О.Н.Радин, Е.Э.Троянов, К.А.Яковлев
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящее время на ускорителе ИФЭБ проводятся работы по созданию инжекторного протонного синхротрона-бустера на энергию 1,5 ГэВ. Для работы совместно с бустером в магнитном поле кольцевого электромагнита ускорителя на 70 ГэВ формируется плоский участок на уровне около 386 Э, длительностью 0,5-2,0 с. На этом участке магнитное поле должно стабилизироваться с точностью $\pm 0,08$ Э, а коэффициент пульсаций магнитного поля должен быть не более $5 \cdot 10^{-3}\%$. Ниже рассмотрены некоторые особенности построения системы регулирования магнитного поля кольцевого электромагнита и источников питания систем коррекции бустера.

Система питания предусматривает возможность работы с прямым переходом от спада тока возбуждения кольцевого электромагнита на площадку инжекции и со снижением тока до нуля. В первом, более экономичном варианте привязка к абсолютному значению магнитного поля осуществляется магнитным компаратором спада поля до значения, несколько большего, чем поле площадки. По импульсу с магнитного компаратора регулятор напряжения возбуждения синхронных генераторов и система фазового управления главными выпрямителями [1] переводятся в режим формирования площадки, и запускается реверсивный дискретный интегратор, подключенный к измерительной катушке. При выходе на площадку включается в работу аналоговый датчик отклонения магнитного поля, и через систему фазового управления замыкается контур стабилизации магнитного поля [2]. Дискретный интегратор при этом останавливается. В качестве датчика отклонения используются дополнительные обмотки блоков кольцевого электромагнита, сигнал с которых подается на "медленный" интегратор. В контур стабилизации магнитного поля введена компенсирующая связь, устраняющая влияние систем питания обмоток локального возмущения и коррекции на показания датчика отклонения. После размыкания контура стабилизации поля осуществляется плавный программный переход в режим ускорения. В процессе перехода срабатывает компаратор отклонения магнитного поля, по сигналу с которого вновь запускается дискретный интегратор. Аналогичным образом производится формирование и стабилизация других плоских участков импульса магнитного поля. Отличие заключается только в том, что напряжение синхронного генератора при переходах поддерживается постоянным и максимальным. Монотонный характер процессов перехода на площадки обеспечивается подачей корректирующего сигнала в датчик отклонения с учетом знака производной изменения магнитного поля. Пульсации выпрямленного напряжения на площадке инжекции сглаживаются

ся пассивным фильтром [3]. При этом учитывается, что напряжение синхронного генератора на этой площадке примерно в два раза меньше, чем на остальных. Дополнительно, в случае необходимости, может быть включен активный фильтр, используемый для медленного вывода [4]. Быстродействие системы регулирования магнитного поля может быть увеличено преобразованием активного фильтра в канал верхних частот широкополосного регулятора напряжения на кольцевом электромагните [5, 6].

Для подавления действия искажений магнитного поля кольцевого электромагнита бустера, регулировки частот бетатронных колебаний и вставки положения пучков в каналах перевода от линейного ускорителя к бустеру и от бустера к основному ускорителю используются корректирующие элементы.

Ток коррекции регулируется в функции трех параметров: постоянной составляющей, отражающей влияние остаточных полей; составляющей, пропорциональной полю кольцевого электромагнита, отражающей влияние геометрических ошибок; составляющей, пропорциональной первой производной поля по времени, отражающей влияние вихревых токов. - Поэтому источники питания структурно выполнены как следящие системы. Задающий сигнал для каждой из систем образуется суммированием напряжений трех соответствующих преобразователей ЦАП, управляемых от АСИУ.

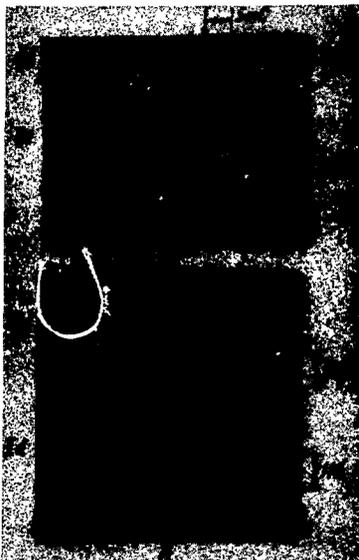
В источниках малой мощности 50-150А/45В использованы транзисторные регуляторы, в источниках средней мощности 300-500А/600В - реверсивные тиристорные преобразователи с совместным управлением группами [7]. Увеличение быстродействия последних и уменьшение мощности оборудования обеспечивается устройством принудительной коммутации тиристоров. Соответствующее построение схем управления узлом регулирования тиристорного преобразователя и коммутирующим устройством позволило уменьшить время перевода преобразователя из выпрямительного режима в инверторный до 1 мс и расширить полосу частот равномерного пропускания управляющего сигнала до 150 Гц. При этом удалось значительно уменьшить индуктивность уравнивающих реакторов и отказаться от установки дополнительных фильтровых реакторов. Накопление уравнивающего тока, вызываемое остаточной уравнивающей ЭДС, не имеющей знака при реверсе любой из групп, устраняется ограничением скорости перевода в выпрямительный режим из инверторного. На рис.1 приведены осциллограммы перевода преобразователя в инверторный режим без устройства принудительной коммутации (Ia) и с ним (Iб), полученные на макете 150А/110В.

В качестве датчика тока в системах использованы малогабаритные прецизионные шунты 50А-10кА/0,25В с водяным охлаждением и встроенным нормирующим усилителем, увеличивающим выходное напряжение датчика до 10В. В результате введения термокомпенсирующей обмотки, намотанной на рабочее тело шунта и подключенной ко входу усилителя, обеспечена стабильность датчика порядка 10^{-5} . На рис.2 представлен образец датчика тока на 2,5 кА.

Л и т е р а т у р а

1. В.К.Воробьев и др. ПТЭ №8, стр.19, 1975.
2. Е.В.Корнаков и др. Труды второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.159, М., "Наука", 1972.
3. Б.В.Казьмин и др. ПТЭ, №1, стр.17, 1977.

4. В.К.Воробьев, Л.Л.Мойжес, ПТЭ, №2, стр.32, 1977.
5. А.М.Гусев и др. Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. II8, М., "Наука", 1973.
6. С.Н.Васильев и др. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. 238, М., "Наука", 1977.
7. В.П.Шипило, В.В.Сирица, О.Г.Булатов. Электромагнитные процессы в быстродействующем реверсивном ионном преобразователе. М., Госэнергоиздат, 1963.



Р и с. 1. Осциллограммы ускоренного перехода преобразователя из выпрямительного режима в инверторный.



Р и с. 2. Образец датчика тока на 2,5 кА.

**ЦИКЛИЧЕСКИЕ И ЛИНЕЙНЫЕ
ИНТЕНСИВНЫЕ УСКОРИТЕЛИ**

Председатель: Ю.Н.Денисов

Секретарь: Б.А.Шестаков

Б - 1



DEVELOPMENTS AT TRIUMF

J.T.Sample, M.K.Craddock, K.L.Erdman
TRIUMF, University of British Columbia, Vancouver, B.C. Canada

Introduction

The first beam at TRIUMF was accelerated successfully to full energy just before Christmas of 1974. Dr. J.R. Richardson, who was the Director of the facility at that time reported on this initial operation at the International Cyclotron Conference in Zurich in 1974 [1]. The maximum energy of the beam, which is 525 MeV of protons was achieved at that particular time. This energy has not been increased in the machine; no magnet shimming has been carried on after the initial operation. Since that time the machine has been operated at a slowly increasing level of current into two different experimental areas. The energies of the beams are independently variable and the intensity ratio of the two beams is also independently variable up to a ratio of 1 in 10^4 . Further progress was reported at Dubna in 1976 [2].

Operation

During the last year the machine has been operated in a program in which two thirds of the time has been directed to beam production and one third, to machine study and technical improvements and modifications. Each year there have been two six-week periods during which the machine has been shut down for modifications. Modifications to the experimental areas are done during the shutdown period.

Operating beam currents have been slowly increased from the initial 10 nA to 20 μ A during the last three years, with short periods of high current operation. In July of 1977 the first beam of over 100 μ A was extracted and since that time the stability and quality of the high current beam have been steadily improved as will be reported on by G. Dutto in another paper at this Conference. The operating current levels are shown in the first figure (Fig. 1) and the dates at which the maximum beam currents of 100 μ A and 120 μ A were achieved are also indicated in the same figure. The 100 μ A beam necessitated the development of a high intensity beam stop [3]. It was decided to make this a versatile beam stop so that as well as just being a dump for the spent beam it also was designed in such a way as to become a source of both thermal and high energy neutrons.

The polarized ion source of the Lamb-shift type, which was put into operation shortly after the delivery of the first beam from the machine, has also been steadily improved. A dc beam of 1 μ A of 70-80% polarized negative hydrogen ions is now regularly delivered at the exit of the ion source and a beam of 200 nA has been delivered to the experimental areas at full energy from the machine. The latter development has made possible a variable energy neutron beam which is created by charge exchange of the primary protons in a liquid deuterium target.

The transmission through the cyclotron has been steadily improved until with the buncher in operation a transmission of over 30% of the beam from the ion source through the cyclotron at a beam current of 20 μ A has been achieved.

Beam Performance

A study has been made of the possible improvements to energy stability and to single turn

extraction. The use of slits at the centre of the machine has allowed an impressive scan of the beam current as a function of the beam radius to be made. Separate turns are identified out to 200 MeV and then turn structure to full energy. The quality of the beam under these conditions is also discussed by G. Dutto in a paper at this Conference.

The next figure (Fig. 2) shows a chart recording of the 100 μ A beam as delivered to the thermal neutron facility. The recording includes a short break during which a celebration was held to recognize the achievement of the beam current for which the machine was designed. The machine is usually tuned up in a pulsed mode so that the beamlines and the injection optics can be tuned under the space charge conditions which exist during high current operation. The tuning is achieved by pulsing the ion source at a 1 kHz rate, the duty factor being varied from 1% to 99% under these conditions. The machine is tuned at an average current of 10 μ A, which represents a 10% duty factor. The beam can be very rapidly increased to full intensity simply by changing the duty factor in the ion source as can be seen in the figure. Under normal operating conditions a 10 μ s hole is present in the beam every millisecond.

Non-intercepting beam monitors have been installed both in the injection line of the ion source and in the extracted beamline of the cyclotron. The beam monitors in the injection line are of the magnetic toroid type. The monitor in the high energy extracted beamline is of a capacitive pickup type. It is possible to measure the total flight time of the beam from the ion source through the cyclotron into the injection line and to minimize this flight time by using the trimming coils of the cyclotron. One is also able to use this time in a feedback circuit to stabilize the machine operation. Under this stabilized condition, very high ratios of extracted beam from one extraction channel to another extraction channel have been achieved. In the figure (Fig. 3) it is possible to see how the stability of the machine has been increased by the application of this feedback [4]. The magnetic field variations in the cyclotron can be measured by integrating the voltage induced in trim coil 54. This is a trim coil which goes around the entire magnetic field of the cyclotron and is normally used in a slow feedback circuit to stabilize the magnetic field to better than two parts in 10^6 . This corresponds to a beam phase variation at 500 MeV of $\pm 5^\circ$. By feeding back the time signal one is able to modulate the frequency of the rf system to compensate for the changes in the magnetic field. In the diagram the magnetic field was purposely changed by 15 parts per million. This is the large bump on the trim coil reading. One can see how the feedback has smoothed out the variations and indeed the smoothing is sufficient to allow for single turn extraction from the machine. This also allows for a very stable split ratio between the two extracted beams from the cyclotron and the figure (Fig. 4) indicates how this ratio can be changed in a controlled way between the two beamlines up to a ratio of one part in 10^4 .

Facility Layout

The facility presently consists of two experimental areas, one dedicated primarily to nucleon-nucleon interaction and nuclear physics and the second to pion and muon reaction studies. The layout of the experimental halls and the extracted beamlines is illustrated in the figure (Fig. 5). During the summer of 1978 two additional extraction ports were installed on the machine at the side of extraction port II. The primary purpose of these ports is to provide beams for isotope production.

A bending magnet in beamline 1 allows for a second nucleon-nucleon interaction area in the meson hall and the extraction of two simultaneous, independently variable energy, polarized proton beams. A second target station has been constructed into beamline 1 for two additional secondary meson channels which are presently under construction. One of these channels is a backward going slow pion muon channel with an acceptance of 30 milliradians and it should be completed by the end of 1978.

The beam stops at the end of beamline 4 are both carbon blocks in iron shields buried outside the building 12 meters below ground level. They are capable of stopping 10 μ A in beamline 4A and

100 nA in beamline 4B. The roof of the area in which the MRS spectrometer is located is being totally shielded with 1.3 meters of concrete to allow the full freedom of movement for the spectrometer.

The beam stop at the end of beamline 1, which is labelled thermal neutron facility in the figure, is capable of handling beam currents of up to 150 μ A. It has been provided with a D_2O moderator and four neutron channels to provide thermal neutron beams into the experimental area.

An internal beam dump has been added at the end of beamline 1B which is capable of handling 10 nA of beam. Thus two polarized beams will now be able to be extracted from the cyclotron simultaneously for nucleon-nucleon experiments.

The proton spectrometer in the nucleon-nucleon area has also been developed during the course of the last two years. With the stabilization of the beam in the machine an extracted beam having an energy spread of less than 600 keV at 500 MeV has been achieved and has been measured with the spectrometer. The figure (Fig. 6) shows the energy distribution of the scattered particles from a composite target as viewed by the spectrometer. The shielding of the roof of this MRS area with concrete will allow the full utilization of the spectrograph in experiments beginning in January 1979.

Thermal Neutron Facility

Since the stopping of the beam at the end of beamline 1 at high currents leads to usable neutron fluxes, it was decided to design a beam stop that would allow the stopping of up to 400 μ A beams and optimize the neutron fluxes obtainable [3]. The thermal neutron facility is shown in the next figure (Fig. 7). The primary beam stop consists of a thin walled stainless steel flask filled with lead. This flask is connected to a vacuum system through pipes passing through an 8 meter water tank in which the flask is immersed. The lower half of the flask is in a separate compartment filled with D_2O to optimize the thermal neutron flux. Various ports for rabbit systems, slow neutron channels and fast neutron channels penetrate the 2 meter primary steel shield surrounding the double walled water tank. The performance of the lead beam stop during "beam on" periods has been measured up to beam currents of 125 μ A. The lead in the flask becomes molten to its upper surface at beam currents of 20 μ A. Cooling is achieved by convection in the lead and by conduction through the steel container near the upper surface of the lead where it is molten. As the current is increased to 100 μ A the temperature in the centre of the lead where the beam is being stopped increases to 500 $^{\circ}$ C. At this current the bands of melted convecting lead contacting the stainless steel flask are 2 cm wide. This could be seen in tests simulating the action of the beam in the lead. The tests were carried on with electric heaters in the lead flask. The width of the molten lead contact area is a function of the beam current that is delivered to the stop.

After several runs of 100 μ A the lead flask was removed from the water vessel and inspected for distortions or indications of thermally induced stress. No distortions of any kind were seen. It appears that the system will work as designed, as a high current beam stop. Neutron fluxes have been measured by foil irradiation techniques at the facility and neutron flux distribution for this geometry are now known.

Low Energy Extraction Ports

During the course of the last year it was decided to put two new ports on the cyclotron for low energy extracted beams. The positions of these ports on beamline 2 can be seen in the figure (Fig. 8). Extraction foils were positioned in the machine at the calculated radii and azimuth to extract beams through one of the new extraction ports. Profile monitors with 3 mm wire spacing were placed at the extraction port to measure the beams produced in this way. Beams having dimensions of approximately 1.5 cm at the extraction port were successfully extracted at 70 and

90 MeV by these foils. This successful extraction has now made TRIUMF the only cyclotron that has simultaneously extracted three beams of different energy and intensity. The TRIUMF cyclotron now has the capability of an energy variability of the extracted beam from 70 MeV to 525 MeV in a continuous fashion. External beamlines at this port to handle these beams will be installed in the next year.

Kaon Factories

The world's three meson factories are clearly in an unrivalled position to act as injectors to a future generation of high-current accelerators in the GeV range. These would perform the same functions for kaons and possibly antiprotons that the meson factories are doing so successfully for pions and muons. Preliminary studies have therefore been made of accelerator designs which would boost a beam from the TRIUMF cyclotron to several GeV. At the same time, TRIUMF would continue to deliver protons to the proton and meson halls, and in particular the biomedical facility would not be appreciably affected.

Both synchrotrons and cyclotrons have been considered for boosting the TRIUMF beam to higher energies. In the former case a fast-cycling synchrotron is proposed [5] to accelerate a 40 μ A proton beam to 8 GeV for kaon production; this could eventually be followed by a 40 GeV second stage for the production of intense beams of antiprotons. The synchrotron design would be fairly conventional, except perhaps for the 20 Hz rapid-cycling; 60 Hz flat-topping would assist storage-ring action during the initial part of each cycle and improve the duty cycle during extraction. The major design challenges arise in matching the CW beam from TRIUMF to an essentially pulsed machine. Three extraction schemes from TRIUMF have been considered:

1. Resonant extraction of H^- at $v_r = 3/2$ (430 MeV); this would circumvent Liouvillean restrictions on filling the synchrotron phase space.
2. Conventional proton extraction by stripping foil (giving minimal interference with cyclotron operation).
3. Pulsed extraction of 100 turn 'stacks'; the longer time intervals between pulses would simplify the problem of directing them into different regions of synchrotron phase space.

The second proposal [6] is for a two stage isochronous ring cyclotron to accelerate a 100 μ A proton beam to 8.5 GeV. The first stage of 15 sectors and 10 m radius would take a 450 MeV beam from TRIUMF to 3 GeV, the acceleration being completed by a second stage of 30 sectors and 20 m radius. Superconducting magnets would be used, the weight of steel being estimated to be 2000 m tons for the first stage and 1800 m tons for the second. Numerical orbit tracking through simulated magnetic fields has confirmed that the focusing properties of the design are satisfactory and has emphasized the importance of using small pole-gaps to prevent fringing field effects weakening the edge focusing. Steel is provided outside the coils on the focusing edge to help keep it hard and increase the flutter. Several integer and half-integer radial resonances would have to be crossed, but with a high energy gain per turn (3 MeV and 8 MeV respectively) this should cause no difficulty; certain resonances would in fact be used to assist in extraction. The accelerating system consists of S/N-style cavities, with flat-topping provided by operating some at the second harmonic (first stage) or third harmonic (second stage). The phase compression effect is also utilized to allow higher fundamental frequencies to be used on successive stages. The ring configurations are shown in Figure 9.

REFERENCES

1. J.R. Richardson, The Status of TRIUMF, 7th International Conference on Cyclotrons and Their Applications, (Birkhauser, Basel, 1975) 41.
2. M.K. Craddock, Proc. 5th All Union Conference on Charged Particle Accelerators (Dubna, 1976) 1, 145.

3. A.S.Arrott, R.E.Blaby, J.J.Burgerjon, T.A.Hodges, R.R.Langstaff, T.L.Templeton and I.M.Thorson, The TRIUMF Thermal Neutron Facility, TRIUMF Internal Report, TRI-77-1, 1977.
4. Measurements and Corrections to the Beam Properties in the TRIUMF Cyclotron, E.W.Blackmore, M.K.Craddock, G.Dutto, C.J.Kost, G.H.Mackenzie, P.W.Schmor, Proceedings of 8th International Conference on Cyclotrons and Their Applications, Bloomington, Indiana, Sept. 1978, I.E.E.E. Trans. NS-26(2), Paper B-2 (1979).
5. J.R.Richardson, I.E.E.E. Trans. NS-26(2), Paper G-6 (1979).
6. M.K.Craddock, C.J.Kost, J.R.Richardson, I.E.E.E. Trans. NS-26(2), Paper C-6 (1979).

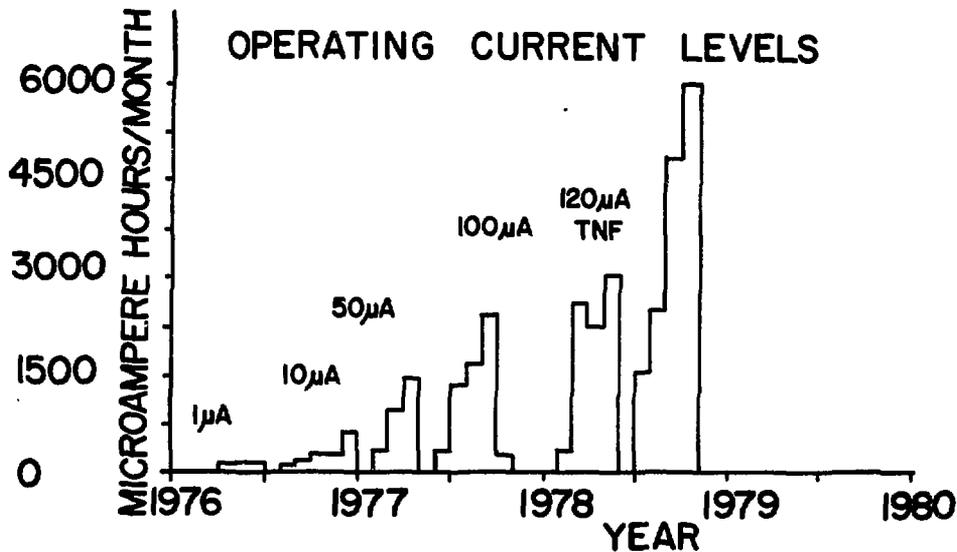


Fig. 1. Operating current levels at the TRIUMF cyclotron.

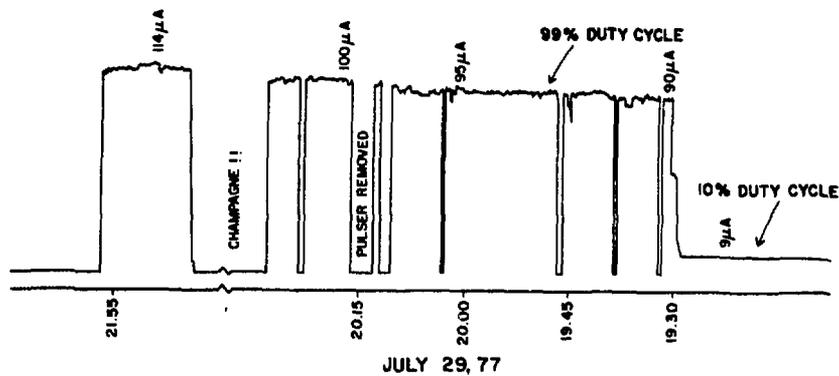


Fig. 2. Extraction of 100 μA from the cyclotron.

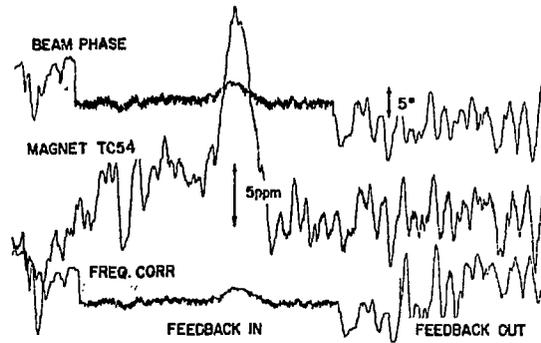


Fig. 3. Improvement of beam stability by the addition of time of flight feedback.

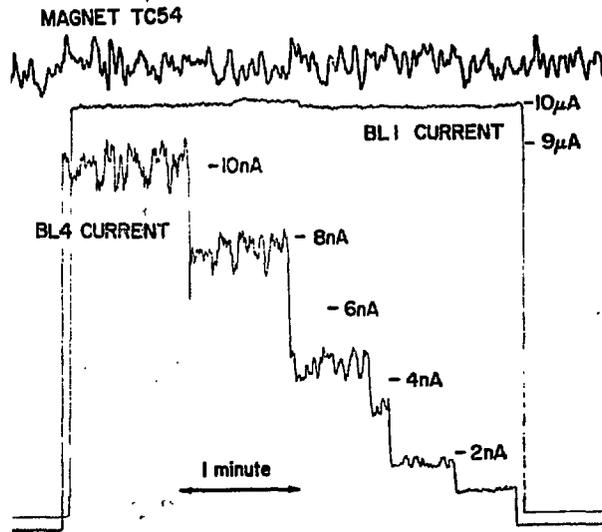


Fig. 4. Variation of the beam split ratio in the region $1:10^4$.

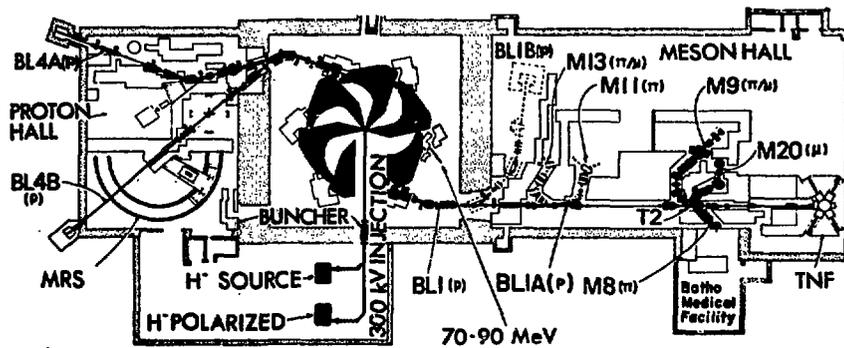


Fig. 5. TRIUMF facility overall layout

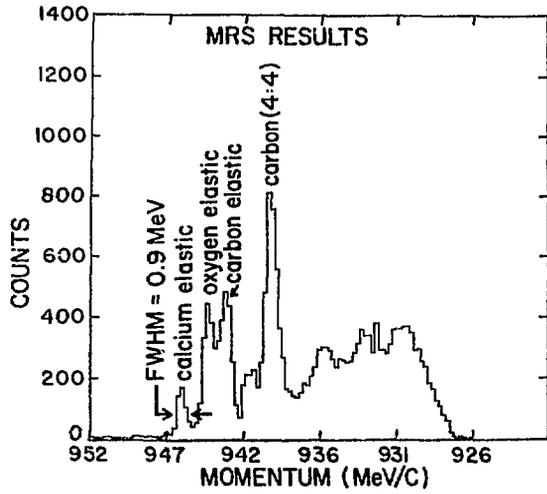


Fig. 6. Energy spectrum of scattered 500 MeV protons in the MRS.

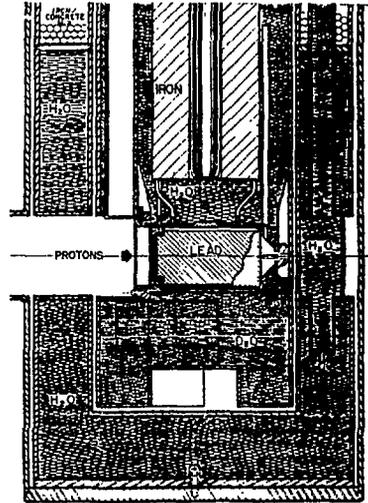


Fig. 7. Beam stop in the Thermal Neutron Facility.

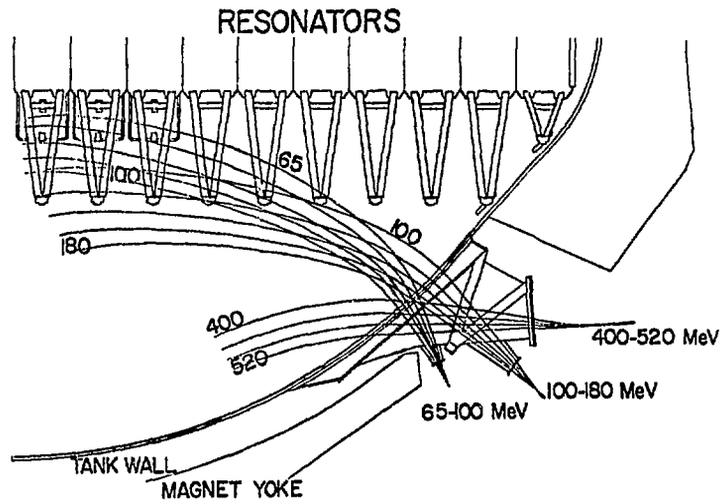


Fig. 8. Low energy extraction ports and beam trajectories.

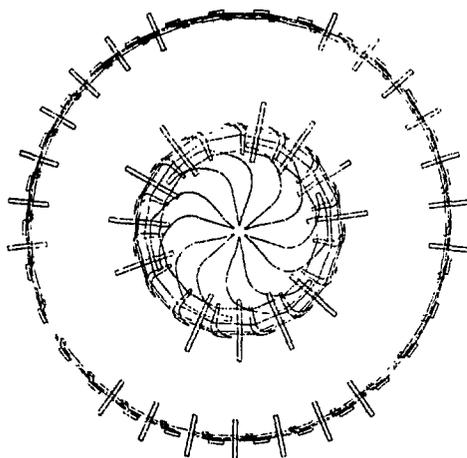


Fig. 9. 3 GeV and 8 GeV (20.7 m radius) ring cyclotron with superconducting magnets and SIN-style RF cavities. (TRIUMF magnet poles drawn to the same scale.)

ИНТЕНСИВНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

И.М.Капчинский

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Для современного радиационного материаловедения необходимы мощные нейтронные генераторы (НГ), способные создавать потоки нейтронов с интенсивностью до 10^{14} – 10^{15} нейтронов/см²·с в рабочих объемах до 1–2 литров при относительно узком энергетическом спектре в области 14 МэВ /1, 2/. Проблемы сооружения интенсивных НГ для материаловедческих исследований активно изучаются в Советском Союзе и США; имеются сведения о большом интересе, проявляемом к подобным генераторам и в ФРГ. Единственным известным в настоящее время путем создания требуемых нейтронных потоков является использование ускорителя дейтронов на энергию 30–40 МэВ с непрерывным током пучка 100–200 мА и реакции stripping ("срыва") при столкновении дейтронов с ядрами жидкой литиевой мишени. В качестве дейтронных ускорителей в схеме НГ рассматриваются как циклические, так и линейные ускорители. В частности, в работе /3/ предложен изохронный циклотрон с непрерывным током пучка дейтронов 10–100 мА. Однако в большинстве работ предлагается сооружение линейных ускорителей на ток 100–200 мА. Сегодня уже накоплен богатый практический опыт сооружения и эксплуатации различных ускорителей с непрерывным пучком низкой интенсивности или с высокоточным импульсным пучком. Но переход к непрерывным интенсивным пучкам выдвигает ряд очень трудных технических проблем. Основными из них являются: проблема радиационной стойкости материалов ускорителя, времени жизни ускорителя и вопрос его обслуживания; ввод в ускоряющую систему большой средней ВЧ-мощности и организация тепловода; создание электростатического инжектора, обеспечивающего возможность формирования в ускорителе пучка необходимой интенсивности. Первые две группы проблем относительно проще решаются в линейных ускорителях, так как в последних может быть создан распределенный ввод ВЧ-мощности, затрачиваемой на ускорение пучка; тепловые потери, а также потоки рассеянных частиц, вызывающих наведенную активность и дефекты в конструкционных материалах, могут быть распределены по большей площади. Обычный недостаток линейных ускорителей (ЛУ) – значительная стоимость сооружения и эксплуатации системы ВЧ-питания – при непрерывных пучках высокой интенсивности ощущается меньше, поскольку мощность ВЧ-системы непрерывного ускорителя определяется в основном не потерями в меди, а затратами на ускорение пучка.

Одной из первых трудностей, встающих при проектировании ЛУ ионов с большой средней интенсивностью, является эффект расширения нормализованного эмиттанта пучка в процессе ускорения, приводящий к потерям частиц на стенках ускоряющей системы. Наиболее существенный рост нормализованного эмиттанта имеет место в области низких энергий и определяется в основном связями между различными степенями свободы, прежде всего – связью между поперечными и продольными колебаниями частиц /4/. В процессе дальнейшего ускорения рост нормализованного эмиттанта вызывается главным образом стохастическими возмущениями пучка в фокусирующем канале при нелинейности поперечных сил; этот рост происходит относительно медленно, но неограниченно. Из численных оценок следует, что в ускорителе Аль-

вареца-Блюетта при $\lambda = 1,5-2$ м нормализованный эмиттанс пучка, согласованного по равновесным частицам, возрастает в первых секциях (0,7-10 МэВ) примерно в 1,5-2 раза, а в дальнейшем при обычных допусках расширяется приблизительно со скоростью 0,03 см.мрад/период. В общем случае темп расширения поперечного фазового объема зависит от конструкции и параметров фокусирующей и ускоряющей систем. Эксперимент и расчеты показывают, что рост нормализованного эмиттанса происходит в основном за счет "шубы" фазового объема; фазовая плотность тока в ядре эмиттанса снижается мало. Однако при ускорении интенсивного непрерывного пучка расширение "шубы" представляет большую опасность. Необходимо также обеспечить возможно более полное подавление грубых возмущений, как когерентных, так и некогерентных, поперечного и продольного движения сгустков.

Плотность эквивалентного потока нейтронов во внутренних стенках ускорителя при энергии дейтронов 30 МэВ приблизительно составляет $\dot{N} \approx 10^{18}$ нейтронов/(см².год.мкА)^{1/5}. Измерения наведенной гамма-активности вблизи ряда протонных линейных ускорителей^{6,7,8} позволили оценить показатель, характеризующий погонные потери частиц:

$$\eta = \frac{1}{3} \frac{dJ}{dE} \approx 10^{-7} - 10^{-5} \text{ 1/м.}$$

При токе непрерывного пучка 100 мА и показателе $\eta = 10^{-4}$ 1/м погонные потери достигают величины $\frac{dJ}{dE} = 10$ мкА/м. Предельно допустимый интегральный поток для медных изделий можно принять равным $N_{tot} = 10^{20}$ нейтронов/см²⁹. Время жизни трубок дрейфа составит

$$\Delta t = \frac{N_{tot}}{J \frac{dJ}{dE}} \approx 10 \text{ лет.}$$

Поскольку величина предельного интегрального потока ориентировочна, то желательно предусмотреть в конструкции ускорителя возможность дистанционной смены трубок дрейфа или смены последовательных коллиматоров, ограничивающих "шубу" эмиттанса. Вопросы радиационной чистоты сильноточных ЛУ изучались в МРТИ в связи с проектированием ускорителя для мезонной фабрики^{6,10,11}. Как предполагается, периодическое кратковременное обслуживание ускорителя персоналом возможно при уровне наведенной радиоактивности вблизи ускорителя не более 50 мР/час, что соответствует для протонного ускорителя с энергией частиц 30 МэВ погонным потерям 50 нА/м⁶, или (при среднем токе пучка 100 мА) $\eta = 5 \cdot 10^{-7}$ 1/м. Такая величина показателя потерь при реальных значениях акцептанса ЛУ в настоящее время, по-видимому, недостижима. Поэтому линейные ускорители с непрерывным током пучка 100 мА и более требуют создания системы дистанционного манипулирования.

За последние годы различными лабораториями США предложено четыре близких проекта нейтронных генераторов с непрерывным дейтронным пучком и литиевой мишенью^{12, 12-14}. Во всех проектах было признано целесообразным использовать ускоритель Альвареса с квадрупольной фокусировкой пучка системой электромагнитных линз.

Использование в основной части ЛУ того или иного типа высокочастотной фокусировки дало бы большие преимущества, связанные с отсутствием в трубках дрейфа электромагнитных квадрупольных линз. В ЛУ с ВЧ-фокусировкой удобно использовать малогабаритные резонаторы, возбуждаемые на π - волне. Однако для ЛУ с интенсивным непрерывным пучком системы с ВЧ-фокусировкой, по-видимому, создают дополнительные трудности по обеспечению достаточно малых удельных потерь мощности в связи с тем, что ВЧ-фокусировка требует относительно высокого темпа ускорения. Насколько нам известно, проектов НГ, где в основной части дейтронного ЛУ использовалась бы ВЧ-фокусировка, пока предложено не было. В работе¹⁵

приведены параметры протонного ЛУ на энергию 50 МэВ с непрерывным током пучка 100 мА, разработанного в ИФВЭ. Ускоритель предназначен для работы в качестве инжектора суперциклотрона. В основной части, где длина волны ускоряющего поля 6 м, предполагается применить высокочастотную квадрупольную фокусировку. Анализ параметров этого ЛУ показывает, что для ускорения протонов до энергии 35 МэВ необходимо рассеять в стенках резонаторов 2,3 МВт высокочастотной мощности, что соответствует удельным потерям 30 кВт/м². Полные потери в стенках резонаторов одного порядка с потерями в ускорителе Альвареса при $\lambda = 6$ м, но удельные потери на порядок больше.

В системах с фазопеременной фокусировкой появляются также трудности обеспечения большого коэффициента захвата частиц в режим ускорения. Представляется, что на сегодняшний день лучшим типом ускорителя для НГ является ускоритель Альвареса с разделенными источниками ускоряющих и фокусирующих сил.

Однако ускоритель Альвареса-Блукетта в его классическом виде обладает и существенными недостатками. Задача увеличения площади теплосъема и получения достаточно больших величин акцептанса привела в опубликованных проектах к выбору длины волны ускоряющего поля 5–6 м вместо обычно используемых в импульсных ЛУ длин волн 1,5–2 м; это требует создания громоздких резонаторов диаметром 3,5–4 м и трубок дрейфа с диаметром до 70 см. Для обеспечения необходимых значений тока ускоренных дейтронов в большинстве проектов принята энергия инжекции около 700 кэВ. Относительно низкий коэффициент захвата вызывает необходимость формирования в ионной пушке пучка с существенно большей интенсивностью, чем пучок, ускоряемый в ЛУ. Возникают трудные и пока не разрешенные проблемы, связанные с электрической прочностью электростатических трубок, ускоряющих непрерывный пучок; появляется необходимость передачи значительной постоянной мощности в устройства, находящиеся под высоким потенциалом. Серьезной проблемой остается радиационный износ изоляции в электромагнитных квадрупольных линзах, так как предельный интегральный поток нейтронов в известных изоляционных материалах на четыре порядка ниже, чем в чистых металлах и сплавах ^{/9/}.

Указанные трудности могут быть в значительной мере преодолены в схеме ЛУ, описанной в ^{/16/}. На базе этой схемы в ИТЭФ предложен проект высокопоточного НГ. В предложенной схеме между электростатическим инжектором и основной частью ускорителя, представляющего собой систему Альвареса, устанавливаются секции с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой на вдвое более низкой частоте ускоряющего поля. Квадрупольная фокусировка в основной части осуществляется с помощью магнитнотвердых линз.

Секции ЛУ с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой описаны в работах ^{/17-20/} и в настоящее время успешно реализованы в ИФВЭ под руководством В.А.Теплякова ^{/21/}. Основным элементом секции является четырехпроводная высокочастотная линия, создающая в присоединенной области квадрупольное распределение потенциала. Расстояния от оси до электродов с противоположными фазами потенциала периодически изменяются с периодом $\beta\lambda$, благодаря чему формируется ускоряющая компонента поля ^{/17/}. Такая секция позволяет начинать ускорение в высокочастотном поле при весьма низкой энергии инжекции и обеспечивает высокое предельное значение среднего тока пучка ^{/18/}. Низкая энергия инжекции дейтронов (70 кэВ) и высокий коэффициент захвата (80%) упрощают проблему создания инжектора. Короткий путь ускорения в инжекторе позволяет сохранить малое значение эмиттанса пучка на входе в ЛУ. Достаточно большой ток пучка с запасом обеспечивается при длине волны в секциях с пространственно-однородной

фокусировкой 4 м. В основную часть ЛУ вводится дейтронный пучок с энергией 3 МэВ. При такой энергии инжекции пропускная способность резонаторов Альвареса обеспечивает сохранение необходимого предельного значения тока пучка уже при вдвое более короткой длине волны 2 м. Перезахват дейтронов в режим ускорения может быть осуществлен без потерь частиц. Статическая фокусировка в основной части ускорителя позволяет выбрать среднее ускоряющее поле независимо от параметров поперечного движения. Среднее поле в проекте ИТЭФ выбрано малым. Низкий темп ускорения приводит к относительно малым величинам активных потерь ВЧ-мощности; удельное рассеяние тепла значительно снижается, несмотря на короткую длину волны ускоряющего поля. Действительно, при прочих равных условиях полные активные потери ВЧ-мощности обратно пропорциональны длине, а погонные значения потерь обратно пропорциональны квадрату длины ЛУ. Увеличение длины ВЧ-структуры ЛУ существенно упрощает решение проблемы ввода ВЧ-мощности, затрачиваемой на ускорение пучка и не приводит, благодаря сокращению размеров инжектора, к увеличению объема здания ЛУ.

Установка в трубках дрейфа магнитотвердых квадруполов взамен обычно используемых электромагнитных линз упрощает фокусирующую систему ЛУ, решая ряд задач, инициировавших разработку систем ВЧ-фокусировки. Исследования возможностей применения постоянных магнитов в фокусирующих системах ЛУ начаты в 1975 г. и ведутся широким фронтом. Современные магнитотвердые сплавы позволяют создать квадрупольные линзы, обеспечивающие необходимую пропускную способность фокусирующего канала. В линзах из сплава ЮНДК-25БА, получен градиент поля 2,5 кГс/см при радиусе апертуры 2 см^{22/}. В ИТЭФ были созданы линзы для трубок дрейфа коротковолнового ЛУ; достигнут градиент 5,1 кГс/см при радиусе апертуры 1 см^{23/}. Использованный сплав ЮНДК-35Т5 накапливает удельную энергию $(\text{ЭН})_{\text{магн}} \approx 11 \text{ МГс} \cdot \text{Э}$. Магниты из сплавов с редкоземельными элементами позволяют накопить до 18 МГс·Э. В Лос-Аламосе созданы образцы линз из сплава самарий-кобальт с градиентом 7,4 кГс/см при радиусе апертуры 0,84 см^{24/}. Стабильность линз с постоянными магнитами удовлетворяет условиям фокусировки пучков^{23/}. Как показали прямые эксперименты, предельно допустимый интегральный поток нейтронов, при которых сохраняются магнитные свойства сплавов ЮНДК, ориентировочно не ниже 10^{21} нейтронов/см²^{25/}, что обеспечивает возможность использования этих сплавов в ускорителях с непрерывным интенсивным пучком. Применение в основной части ЛУ магнитотвердых квадруполов позволяет избежать рассеяния тепла в объеме трубки дрейфа, исключает громоздкую систему стабильного питания и существенно повышает живучесть машины, так как предотвращаются случайные отключения линз.

К настоящему времени накоплен уже некоторый опыт создания источников непрерывного пучка дейтронов с током 150–200 мА^{26,27/}. Дальнейшего развития требуют исследования ионной оптики и эмиттанса пучка на выходе низковольтного инжектора. Литературные данные позволяют сделать предварительное заключение о возможности формирования на входе ЛУ дейтронного пучка с нормализованным эмиттансом около 0,2 см·мрад при фазовой плотности тока, порядка 1 А/см·мрад.

Одним из важнейших параметров ЛУ непрерывного режима является КПД ускорителя, так как системы питания определяют основную стоимость сооружения и эксплуатации. Можно ожидать, что в ближайшее время КПД ВЧ-генераторов достигнет 70–80% и в этом случае полный КПД коротковолнового ЛУ с током непрерывного пучка 100 мА составит 50–60%^{11/}.

В таблице приведены основные показатели дейтронных линейных ускорителей для проектов интенсивных НГ, предложенных в БНЛ^{12/}, ЛБЛ^{13/} и ИТЭФ^{16/}. Величины, отмеченные звездочками, получены автором из материалов работ^{12,13/}.

по тем же формулам, по которым рассчитывались аналогичные проектные параметры ускорителя ИГЭФ. Двумя звездочками отмечены величины, относящиеся к основной части ускорителя ИГЭФ. Параметры в таблице соответствуют току пучка 100 мА, но при соответствующем увеличении мощности системы ВЧ питания ток во всех указанных проектах может быть поднят. Существующие электровакуумные приборы позволяют реализовать необходимое распределенное питание резонаторов. Длина волны ВЧ-поля в основной части ускорителя в проекте ИГЭФ в три раза ниже, чем в проектах БНЛ и ЛБЛ; соответственно меньше габариты резонаторов, но удельные потери ВЧ-мощности в стенках резонаторов приблизительно одинаковы (3-3,5 кВт/м²).

Т а б л и ц а

Проектные параметры линейных ускорителей для интенсивных ИГ

№ п/п	П а р а м е т р	Единица измерения	БНЛ	ЛБЛ	ИГЭФ
1.	Выходная энергия	МэВ	35	30	35
2.	Энергия инжекции	кэВ	700	750	70
3.	Длина волны	м	6	6	2 ^{XX}
4.	Диаметр резонаторов	м	3,8	4	1,3 ^{XX}
5.	Длина ЛУ (без инжектора)	м	43	46	54
6.	Полная длина ускорителя	м	48	54	56
7.	Пропускная способность на входе	см·град	2,0 ^X	2,1 ^X	2,2
8.	Пропускная способность на выходе	см·град	5,3 ^X	13 ^X	4,9
9.	Темп ускорения	МэВ/м	1,0	0,72	0,64 ^{XX}
10.	Затраты мощности на фокусировку (с учетом КПД)	кВт	24 ^X	65 ^X	-
11.	Предельный ток пучка	мА	230 ^X	230 ^X	320
12.	Полная мощность ВЧ-потерь в меди ЛУ	МВт	2,61	1,73	1,28
13.	Погонная мощность ВЧ-потерь в меди ЛУ	кВт/м	75	41	26 ^{XX}
14.	Погонное вложение мощности при $J = 100$ мА	кВт/м	174	112	85 ^{XX}
15.	КПД ($\theta = 70\%$; $J = 100$ мА)	%	40 ^X	45 ^X	50
16.	Мощность инжектора	кВт	140 ^X	150 ^X	9
17.	Длина начальной части	м	-	-	3,84
18.	Мощность ВЧ-потерь в начальной части	кВт	-	-	200
19.	Диаметр трубок дрейфа	см	72	70	23-15
20.	Число трубок дрейфа	-	53	68	204

Пропускная способность (нормализованный аксептанс) фокусирующего канала в импульсных линейных ускорителях ограничивается либо максимальной индукцией у полюсов магнитных квадруполов, либо предельно допустимым напряжением между электродами высокочастотных квадруполов. Во всех случаях эти ограничения сводятся к тому, что пропускная способность оказывается приблизительно пропорциональной квадрату длины волны ускоряющего поля. Однако в ЛУ с постоянным фокусирующим полем возникают ограничения, связанные с необходимостью отвода значительных тепловых мощностей из объема трубки дрейфа. Мощность, рассеиваемая в электромагнитной квадрупольной линзе, может быть оценена по формуле:

$$P = K \frac{e_B (G a^2)^2}{2\lambda^2 - a^2};$$

a, τ_A, e_B - соответственно радиус магнитной апертуры, наружный радиус линзы, средняя длина витка обмотки (см); G - градиент поля в кГс/см. Величина K в основном определяется коэффициентом заполнения медью поперечного сечения квадруполи. Линзы, запитываемые постоянным током, как правило, выполняют низковольтными, что упрощает съем тепла, рассеиваемого в обмотках, из всего объема трубки дрейфа. Эмпирический коэффициент K зависит от размера окон и типа обмоточных материалов; в среднем в низковольтных линзах $K \approx 50$ Вт/(кГс)²х см. Из последней формулы видно, что рассеиваемая мощность пропорциональна четвертой степени апертуры. Это обстоятельство приводит к тому, что увеличение длины волны ускоряющего поля, как следует из таблицы, не дает значительного повышения пропускной способности канала.

Использование секций с пространственно-однородной фокусировкой на частоте, вдвое более низкой, и магнитнотвердых квадруполей в основной части позволяет существенно улучшить конструктивные и электрические параметры ЛУ с интенсивным непрерывным пучком.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Оглоблин и др. Препринт ИАЭ-2597, М., 1976.
2. P.Grand, A.N.Goland, Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Chalk River, p.132, 1976.
3. Ю.М.Адо и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976, М., "Наука", том II, стр. 317, 1977.
4. R.L.Gluckstern, In "IEEE Trans. on Nuclear Science", Vol.NS-16, No.3, Part 1, p.194 (1969).
5. А.А.Дроздовский. Вопросы атомной науки и техники. Серия: линейные ускорители, вып. 2(5), Харьков, стр.45, 1977.
6. Б.С.Сычев. Труды Радиотехнического института № 16. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика). М., стр.287, 1974.
7. D.C.Hageman, In "Proc. of the 1976 Proton Linear Accel. Conf.", Chalk River, p.12 (1976).
8. D.E.Young, In "Proc. of an Information Meeting on Accelerator - Breeding", ENI, Jan.18-19, p.285 (1977).
9. Н.А.Сидоров, В.К.Князев (ред.). Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций. Справочник, Сов.Радио, М., 1976.
10. Г.И.Бацких и др. Труды Радиотехнического института № 16. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика), М., стр.9, 1974.
11. Б.П.Мурян, А.П.Федотов. Атомная энергия, том 38, вып.3, стр.146, 1975.
12. P.Grand et al., In "Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf.", Chalk River, p.153 (1976).
13. J.Staples et al., In "Proc. of the 1976 Proton Linear Accel. Conf.", Chalk River, p.148 (1976).
14. M.J.Saltmarsh, R.E.Worsham (editors), ORNL-TM 5233, January 1976.
15. А.А.Глазов и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976. М., "Наука", том I, стр.123, 1977.
16. И.М.Капчинский, ПТЭ № 4, стр.23, 1977.
17. И.М.Капчинский, В.А.Тепляков, ПТЭ № 2, стр.19, 1970.
18. И.М.Капчинский, В.А.Тепляков, ПТЭ № 4, стр.17, 1970.
19. А.П.Мальцев и др. Препринт ИФВЭ ИИЖ71-116, Серпухов, 1971.

20. И.М.Капчинский, Препринты ИФЭ ИНЖ72-29, ИНЖ72-30, Серпухов, 1972.
21. В.А.Тепляков. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976, М., "Наука", том I, стр.288, 1977.
22. Б.П.Мурян и др. ПТЭ № 2, стр.22, 1976.
23. И.М.Капчинский и др. ПТЭ № 5, стр.42, 1977.
24. D.A.Swenson et al., In "Proc. of the X-th Intern. Conf. on High Energy Accelerators," Serpukhof, July 11-17, 1977.
25. Ю.Н.Гринблат и др. Электронная техника, сер. I4, Материалы, вып.5, стр.29, 1970.
26. J.H.Ottmrod, In "Proc. of the Symposium on Ion Sources and Formation of Ion Beams", BNL 50310, p.151 (1971).
27. J.E.Osher, J.C.Davis, In "Proc. of the 1976 Proton Linear Accel. Conf.", Chalk River, p.316 (1976).

СХЕМА ВЫСОКОПОТОЧНОГО ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ С ЛИНЕЙНЫМ УСКОРИТЕЛЕМ

Б.Л.Иоффе, И.М.Капчинский, Н.В.Лазарев, А.Д.Леонгардт, И.В.Чувило
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

А.А.Васильев

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Р.Г.Васильков

Московский радиотехнический институт АН СССР

В последнее время проявляется повышенный интерес к созданию нейтронных генераторов (НГ) с потоками 10^{14} – 10^{15} нейтрон/(см²с) с энергетическими спектрами в области 14 МэВ для имитации радиационных условий в районе первой стенки разрабатываемых термоядерных реакторов (ТР), а также для точных ядерно-физических измерений в ториевых и урановых сборках, размножающих термоядерные нейтроны [1–5]. По существующим предложениям, требуемые потоки нейтронов с энергией 14 МэВ в объеме 1–2 л может обеспечить комбинация линейного ускорителя (ЛУ) дейтронов на 35 МэВ и проточной литиевой мишени при токе дейтронов 100 мА и площади мишени 100 см². Поскольку во всех рассмотренных в литературе дейтронных ЛУ ток пучка, в принципе, может быть поднят до 200 мА, то теплофизические параметры мишени целесообразно сразу определять для рассеиваемой мощности 7 МВт.

В настоящем докладе предложена схема высокопоточного НГ на базе двухчастотного ЛУ дейтронов [4, 6], приведен анализ ожидаемых выходов и спектрально-угловых распределений быстрых нейтронов, даны результаты оценки температурных полей в мишенях и рассмотрена "кипящая" литиевая мишень.

Основными источниками быстрых нейтронов с энергиями $E_n \approx \frac{1}{2} E_d$ при столкновениях дейтронов с ядрами являются, как известно, процессы стриппинга (срыва), дифракционного и кулоновского расщепления. В случае рассеяния на легких ядрах доминируют первые два процесса, при рассеянии на тяжелых ядрах – кулоновское расщепление (для свинца $\sigma_{cu} \approx 0,56$ при $E_d = 30$ МэВ [7]). Для легких ядер грубую оценку сечения расщепления можно сделать по формуле $\sigma_{расщ} = \frac{\pi}{2} (R_A + R_d) R_d$, где $R_A = 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, $R_d = 2,1 \cdot 10^{-13}$ см – радиусы ядра и дейтрона, что дает для лития $\sigma_{расщ} = 0,156$. Расчет по более точным формулам отличается от этой оценки не более чем на 20%. Поскольку толщина мишени должна быть порядка ионизационного пробега, который (в единицах г/см²) примерно одинаков в легких и тяжелых ядрах ($\ell_{ion} = 1,0$ г/см² для лития и $\ell_{ion} = 1,5$ г/см² для свинца при $E_d = 35$ МэВ), то отсюда вытекает вывод, что для получения максимального выхода нейтронов целесообразно использовать мишени из легких ядер. В случае литиевой мишени теоретические [4] и экспериментальные [8] значения выхода нейтронов для энергии дейтронов 35 МэВ лежат в пределах $(1,1-1,5) \cdot 10^{-2}$ нейтрон/дейтрон. Угловое распределение вылетающих нейтронов является весьма узким и имеет вид [9]:

$$dw = \frac{\theta_0}{(\theta_0^2 + \theta^2)^{3/2}} \theta d\theta, \quad \theta_0 = (\epsilon_0/E_d)^{1/2},$$

где $\epsilon_0 = 2,2$ МэВ – энергия связи дейтрона. Графики угловых распределений приведены на рис.1. Узкое угловое распределение позволит получить за мишенью хорошо

сформированный пучок нейтронов и даст возможность использовать предварительную дейтронную оптику для последующей фокусировки нейтронного пучка с целью увеличения плотности потока на образце.

Энергетические спектры нейтронов, вылетающих вперед под углом 0° из толстой литиевой мишени, бомбардируемой дейтронами различных энергий [8], приведены на рис.2 (пунктиром представлены теоретически ожидаемые спектры [4]). Экспериментальные значения даны в единицах $1,28 \cdot 10^{16}$ нейтрон/ср-Кл-МэВ.

На рис.3 приведена блок-схема НГ с дейтронным ЛУ, основные параметры которого даны в таблице.

Т а б л и ц а
Параметры ускорителя ЛУНГ

№ пп	П а р а м е т р	Ед. изм.	Начальная часть (две секции с ПОФ)		Оконечная часть (секции Альвареса)
1.	Энергия на входе	МэВ	0,070	0,700	3,0
2.	Энергия на выходе	МэВ	0,700	3,0	35,0
3.	Ток инжекции	мА	125	-	-
4.	Ток на выходе	мА	-	-	100
5.	Длина волны	м	4,04	4,04	2,02
6.	Тип волны	-	H	H	E_{010}
7.	Фокусировка	-	ПОФ	ПОФ	МТК
8.	Длина секции	м	1,72	2,12	50,0
9.	Диаметр секции	см	140	140	128
10.	Диаметр трубок дрейфа	см	-	-	22,7-15,4
11.	Среднее поле на оси	кВ/см	-	-	10
12.	Коэффициент зазора	-	-	-	0,25
13.	Напряжение между электродами	кВ	322	322	-
14.	Синхронная фаза	град	$83^\circ-30^\circ$	30°	$41,5^\circ$
15.	Фазовая ширина слустков	град	$288-90^\circ$	$90^\circ-62^\circ$	$125^\circ-50^\circ$
16.	Полуразмах сепаратриссы	%	20,5-6,5	6,5-3,5	3,3-2,0
17.	Градиенты полей в квадрупольях	кГс/см	-	-	3,81-1,07
18.	Диаметр апертуры	см	3,92-3,1	3,0	3,0-4,0
19.	Пропускная способность канала	см. мрад	3,51-2,20	2,20-2,62	2,62-4,87
20.	нормализованный эмиттанс пучка	см. мрад	0,2	0,6	0,6-1,5
21.	Потери ВЧ-мощности в меди	кВт	90	120	1070
22.	Затраты ВЧ-мощности на ускорение при токе 100 мА	кВт	63	230	3200
23.	Максимальное значение среднего тока	мА	780	320	860
24.	Модуляция электродов	-	1,24-1,76	1,76	-

Технологические вопросы создания ЛУ со средним током дейтронов 100-200 мА, т.е. на три порядка выше полученного в настоящее время на протонах, чрезвычайно сложны, но не содержат принципиально новых теоретических проблем, поскольку опыт ускорения импульсных токов 200-300 мА уже имеется. Однако при переходе от импульсных ЛУ к машинам с непрерывным током пучка хорошо освоенная схема Альвареса с высоковольтным инжектором на 500-750 кэВ приводит к весьма

громоздким и дорогим конструкциям. Значительно более совершенной представляется схема двухчастотного ЛУ, в котором между инжектором и основной частью ЛУ типа Альвареса устанавливаются секции с пространственно-однородной жесткой фокусировкой (ПОФ) на вдвое более низкой частоте ускоряющего поля.

Благодаря введению секций с ПОФ на волне 4 м энергия инжекции может быть снижена до 70 кэВ, что исключит серьезные трудности [10], связанные с работой ускоряющей трубки при напряжениях в несколько сотен тысяч вольт в режиме непрерывного тока. В первой секции начальной части величина синхронной фазы и глубина модуляции электродов четырехпроводной линии изменяются таким образом, чтобы по мере ускорения ступки лишь раздвигались, не меняя своих продольных размеров [12]. В этом случае при неизменном среднем токе пиковый ток ступки растет пропорционально β . Во второй секции начальной части, где дейтроны ускоряются от 0,7 до 3,0 МэВ, синхронная фаза и глубина модуляции электродов постоянны. В верхней части рис.3 показана фазовая ширина ступки в начале и конце каждой секции ЛУ. Осуществленный в ИФВЭ запуск ускорителя УРАЛ-15 [11] дал практически подтверждения эффективности применения секций с ПОФ. Фокусировка пучка в конечной части ЛУ будет осуществляться магнитотвердыми квадруполями (МТК).

Повышение энергии инжекции в секции Альвареса до 3 МэВ позволяет при длине волны ускоряющего поля 2 м и сравнительно легких требованиях к фокусирующему каналу ЛУ получить пропускную способность 2,6-4,9 см·мрад и существенно снизить удельные потери ВЧ-мощности, что при обычной энергии инжекции 0,5-0,7 МэВ достигается лишь ценой увеличения длины волны до 6 м с соответствующим увеличением расходов на изготовление и эксплуатацию машины. Для сильного точного ЛУ с непрерывным режимом предложенная схема представляется оптимальной.

Магнитная оптика канала транспортировки ускоренных дейтронов должна предотвращать их потери и обеспечивать фокусировку пучка на мишени в пятно, размеры которого определяются требованиями эксперимента и возможностями тепловода.

В ускорительной технике мишени с наибольшим энерговыделением - до 240 кВт-используются в настоящее время в Лос-Аламосе. Создание мишени, способной при сравнительно малом объеме (0,2 л) принимать пучок мощностью 3,5-7 МВт, является самостоятельной крупной проблемой.

Обнадеживающие результаты получены при рассмотрении проточной литевой мишени типа предложенной в Брукхейвене [1]. Оценка максимальных температур при торможении пучка дейтронов \varnothing 100 мм с током 200 мА и энергией 35 МэВ проводилась в предположении постоянства теплофизических свойств теплоносителя и без учета растечек тепла за счет теплопроводности и турбулентного перемешивания металла. При толщине струи 25 мм, скорости потока 10 м/с и равномерном распределении дейтронов по сечению пучка максимальное повышение температуры 450+500°C получено на глубине 14+17 мм от входа пучка. Температура обращенного к ускорителю наружного слоя струи не превысит в этом случае 300+350°C, упругость паров лития будет $< 10^{-5}$ мм рт.ст., а скорость испарения $\sim 10^{-7}$ г/см²с. Таким образом, открытая струя лития не ухудшит существенно вакуум в ускорителе. Однако если в реальной установке плотность потока в центре окажется в 2 раза выше, чем на периферии, то перепад температур увеличится в 1,5 раза и литий закипит уже при давлениях $p_2 > 10^{-2}$ мм рт.ст. В связи с этим более перспективна "кипящая" мишень (рис.4). Схематично она представляет собой две параллельные плоские струи, толщина которых подбирается так, чтобы максимальное тепловыделение находилось в районе щели. Образующийся пар по ней выходит в камеру и конденсируется на струях холодного лития. Высокие коэффициенты

теплообмена (более $10^6 \text{ Вт/м}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) обеспечивают полную конденсацию паров лития в малом объеме, не повышая давления в камере.

Выполненные оценки носят предварительный характер, поскольку имеющиеся в литературе данные по теплофизическим свойствам лития, особенно по коэффициентам переноса, плохо согласуются между собой.

На рис.3 контур жидкой литиевой мишени представлен схематически в виде лишь нескольких функциональных блоков. При конструировании мишени должен быть учтен опыт с жидкометаллическими теплоносителями, накопленный в реакторостроении.

Установка предназначена для изучения конструкционных материалов ТР, однако она будет полезна и при решении целого ряда других задач. ЛУ может работать как в непрерывном режиме, так и в импульсном, что позволит имитировать возможные режимы ТР. Высокая интенсивность пучка НГ позволит изучать процессы накопления делящихся веществ в поглотителях из урана или тория, которые предполагается использовать в экранах ТР, а также проводить физические эксперименты, недоступные при ныне существующих интенсивностях пучков.

Л и т е р а т у р а

1. P.Grand et al. Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Chalk River, AECL-5677, Nov. 1976, p.153.
2. J.Staples et al. *ibid.*, p.148.
3. M.J.Saltmarsh and R.E.Worsham ORNL-TM 5233, Jan.1976.
4. Б.Л.Иоффе, И.М.Капчинский и др. Препринт ИТЭФ-ИИ8, М., 1977.
5. Ю.М.Адо и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, с.317, М., "Наука", 1977.
6. И.М.Капчинский. ПТЭ № 4, с.23, 1977.
7. R.Gold and C.Wong Phys. Rev., 132, 1963, p.2586.
8. A.N.Goland et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1975, NS-22, No.3, p.1776.
9. А.И.Ахиезер и И.Я.Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра, М., Гостехиздат, 1950.
10. J.Ungrin et al. Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Chalk River, AECL-5677, Nov. 1976, p.171.
11. Б.М.Горшков, С.А.Ильевский и др. Ж.техн.физ., 1977, 47 № II, 2328.
12. И.М.Капчинский, В.А.Тепляков, ПТЭ № 4, 1970, I7.

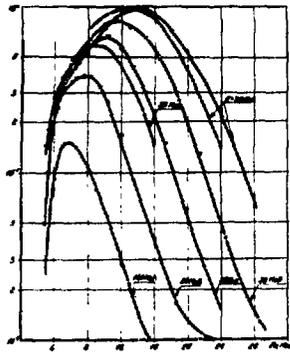


Рис.2 Экспериментальные спектры нейтронов, вылетающих под углом 0° из толстой (2 см) литиевой мишени, бомбардируемой дейтронами разных энергий [8]. Пунктиром представлены теоретически ожидаемые спектры [4].

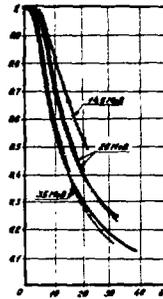


Рис.1 Угловые распределения нейтронов, испускаемых толстой бомбардируемой дейтронами литиевой мишенью по данным [8]. Сплошные кривые проведены по экспериментальным точкам. Пунктирные кривые - теоретические угловые распределения [4].

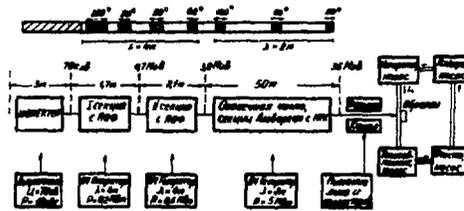


Рис.3 Блок-схема нейтронного генератора на основе линейного ускорителя (ЛУНГ).

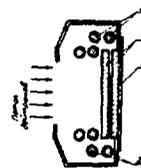


Рис.4 Схема "кипящей" литиевой мишени.
1. Струи кипящего лития.
2. Струи холодного лития.
3. Исследуемый материал.

ОСНОВНЫЕ АСПЕКТЫ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ПРОТОНОВ, ПРЕДНАЗНАЧЕННЫХ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

Б.П.Мурин, А.П.Федотов

Московский радиотехнический институт АН СССР

В последние годы за рубежом оживленно обсуждается вопрос о целесообразности строительства линейных ускорителей протонов для производства ядерного топлива [1-3]. Речь идет о схеме, согласно которой пучок протонов с током 150-300 мА ускоряется в непрерывном режиме до энергии 1-2 ГэВ и далее взаимодействует с мишенью из природного урана-238 или тория-232, обеспечивая наработку промышленных количеств плутония-239 или урана-233. Несмотря на то, что эти вопросы в течение многих лет изучались и в СССР [4-9], настала необходимость усилить исследования в этом направлении, основываясь на последних достижениях в теории и технике линейных ускорителей, связанных, в особенности, с созданием высокоточных линейных ускорителей на энергии 600-800 МэВ - мезонных генераторов [10-11]. Ниже оцениваются возможности сооружения линейного ускорителя - бридера и формулируются основные проблемы, которые надо для этого разрешить в ближайшие годы.

Выбор энергии и тока пучка

Для ускорителя-бридера наиболее подходящим является диапазон энергий 1-2 ГэВ, при которых ионизационные потери незначительны. При этом для наработки ядерного топлива порядка 1000 кг в год мощность в пучке должна составлять около 300 МВт.

В настоящее время имеется реальная возможность устойчиво ускорять протонные пучки с током до 300 мА. При таком токе КПД резонаторов достигает 90%. Увеличение энергии с 1 до 2 ГэВ повышает нейтронный выход всего на 7% [2]. Но при этом увеличивается вдвое длина ускорителя. Кроме того, при неизменных погрешностях параметров фокусирующего канала это приводит к увеличению радиуса апертуры ускорителя и к увеличению ВЧ-мощности, затрачиваемой на создание ускоряющего поля. Так, увеличение диаметра апертуры лучшей на сегодняшний день ускоряющей структуры Андреева (структура с майбами и диафрагмами) с 3 до 5 см при $\beta = 0,9$ и $\lambda = 30$ см приводит к увеличению потребляемой мощности примерно на 15% [12]. В дальнейшем за основу берется ток в 300 мА при энергии 1 ГэВ.

Схема ускорителя. Частоты ускоряющих полей

К настоящему времени в импульсном режиме ускорен пучок с током около 300 мА [13] (см.таблицу). Пучок с близким по значению током можно ускорить также, взяв за основу схему линейного ускорителя - мезонного генератора, разработанного для ИЯИ АН СССР (МЕГАН) [11]. Ускоритель состоит из двух частей, работающих на кратных частотах f_1 и f_2 и обеспечивающих одновременное ускорение двух пучков H^+ и H^- : в первой части частицы ускоряются до энергии 100 МэВ в резонаторах с трубками дрейфа и стабилизирующими стержнями [14], во второй части - в структуре Андреева. Расчеты показывают, что при некотором усовершенствовании в такой схеме можно получить средний ток 300 мА, ускоряя пучки H^+ и H^- с током по 150 мА каждый. для улучшения согласования по продол-

Таблица
Некоторые характерные параметры линейных ускорителей
Ускоритель МEGAN (импульсный ток 50 мА)

Части ускорителя	Первая	Вторая
Частота ускоряющего поля, МГц	198,2	991
Энергия, МэВ	0,75	100
Аксептанс приведенный, см.мрад	$0,15\pi^x$ ($0,8\pi^{xx}$)	5π
Градиент поля линз, кГс/см	5,9	0,78
Диаметр апертуры, см	$0,85^x$ ($1,5^{xx}$)	2,8
Отношение электрического поля в зазоре на радиусе апертуры к полю на оси	$1,05^x$ ($1,16^{xx}$)	1,01
Ускоритель FNAL (экспериментальные данные) [13]		
Энергия, МэВ	0,75	200
Ток импульсный, мА	445	270
Экспансия пучка приведенный, см.мрад	$0,4\pi$	$1,07\pi$
Фазовая плотность, А/см.мрад	1,1	0,25

x) с фильтром, xx) без фильтра

ному движению при переходе из первой части во вторую частоту f_2 необходимо повысить до 600 МГц, приняв кратность частот $f_2/f_1=3$. При этом запас по сепаратрисе второй части составит 40%.

Ускоряющая структура Андреаса, примененная в основной части ускорителя (100–1000 МэВ), обеспечивает высокую стабильность распределения ускоряющего поля вдоль резонатора и малые ВЧ-потери (коэффициент связи между ячейками около 40–50%, шунтовое сопротивление около 40 МОм/м. Фокусирующую систему целесообразно построить с применением квадрупольных линз с постоянными магнитами [15,16], что повысит надежность работы, упростит и удешевит эксплуатацию. Не представит трудности получить при диаметре апертуры 1,5–5 см градиент магнитного поля 8–5 кГс/см.

Таким образом, ускоритель-бриджер можно построить по схеме, показанной на рис. 1а. На рис. 2 показан другой вариант схемы, в которой для полного использования ускоряюще-фокусирующего канала основной части ускорителя вначале ускорение осуществляется по трем каналам с последующим сложением трех пучков [17].

Система ВЧ-питания. Выбор генераторного прибора

Непрерывный режим работы позволяет уменьшить стоимость одного мегаватта средней мощности по сравнению со стоимостью его в импульсном ускорителе и упростить систему авторегулирования поля из-за отсутствия быстрых возмущений ВЧ-поля со стороны пучка. Вместе с тем, при огромной ВЧ-мощности, потребляемой пучком, (500 МВт) требуется, чтобы генераторы имели высокий КПД (выше 80%) и высокий коэффициент усиления (30–40 дБ), чтобы схема возбуждения резонаторов обеспечивала бесперебойную работу ускорителя при выходе из строя генератора. Последнее требование может быть выполнено двумя схемными решениями: либо отключением вышедшего из строя генератора (вместе с резонатором) и соответствующим фазированием последующих резонаторов для устойчивого ускорения

пучка (рис. 1б), если резонаторы являются "короткими", либо увеличением мощности работоспособных генераторов группы, работающих в схеме сложения мощностей в "длинном" резонаторе (рис. 1в). Последний вариант возможен, например, при использовании ускоряющей структуры Андреева, обладающей сильной связью между ячейками. В первом варианте мощность, необходимая для ВЧ-питания резонатора, должна быть порядка 1-3 МВт, что соответствует набору частицей энергии от 3 до 10 МэВ, при котором еще не нарушается устойчивое продольное движение в последующих перефазированных резонаторах. Во втором варианте можно использовать генераторы с большей мощностью и сократить их общее число.

Усилительный клистрон при высоком коэффициенте усиления (до 50 дБ) обладает и хорошими регулировочными характеристиками. Однако мощность и КПД клистрона на сегодня не превышают 1 МВт и 75%. Более перспективными представляются генераторные устройства, использующие сильнорелятивистские сгруппированные пучки электронов [18] и гирокон [19]. В обоих случаях можно ожидать КПД системы ВЧ-питания около 80%. В настоящее время гирокон является более проработанным устройством, поэтому его целесообразно принять в качестве генератора для ускорителя-бридера.

Коэффициент полезного действия ускорителя

Полный коэффициент полезного действия определяется, главным образом, эффективностью преобразования энергии резонатора в кинетическую энергию пучка (КПД резонатора ζ_p) и энергии сети в энергию ВЧ-поля (КПД генератора ζ_r). Если принять кунтовое сопротивление резонаторов 40 МОм/м, темп ускорения 1 МэВ/м и равновесную фазу 40° , то при токе пучка 300 мА будем иметь $\zeta_p = 0,9$. Поскольку для гирокон $\zeta_r = 0,85-0,9$, то КПД ускорителя может быть близким к 0,7-0,8.

Проблемы

В настоящее время нет проблем принципиального характера по созданию линейного ускорителя протонов на энергию 1 ТэВ и ток 300 мА. Поэтому основная проблематика имеет технический и экономический аспекты. Если отвлечься от проблемы уменьшения стоимости ускорителя, решение которой связано, в основном, с удешевлением основной аппаратуры, упрощением схемы ВЧ-питания и с оптимизацией ряда параметров (темп ускорения и др.), то определяющими техническими проблемами являются: обеспечение радиационной чистоты, высокой эффективности (высокий КПД) и высокой надежности.

Проблема радиационной чистоты детально рассмотрена в [7,8]. Показано, в частности, что на входе ускорителя необходимо осуществлять фильтрацию фазового объема пучка для устранения ореольных частиц. При этом отфильтрованный шестимерный фазовый объем пучка должен быть меньше аксептанса ускорителя: за пределами фазового объема пучка частицы должны практически отсутствовать, поскольку потери пучка во II части не должны превышать 10^{-6} . Серьезные требования предъявляются также к вакууму (10^{-9} мм рт.ст.) при ускорении пучков ионов H^- с токами порядка 100 мА.

При разрешении проблемы надежности особое внимание обращается на надежность генераторного прибора, транспортировку ВЧ-энергии в резонаторы, прогнозирование отказов в работе. В аварийных ситуациях быстродействующая защита должна выключать пучок за время не более 10 мкс, как это делается в МЕРАН.

Техническими задачами, решение которых способствовало бы продвижению проекта бридера, является создание мощных генераторов непрерывного режима с отмеченными выше характеристиками, а также пассивных элементов, слабочувствительных к потокам излучений и не требующих частого обслуживания (квадруполи

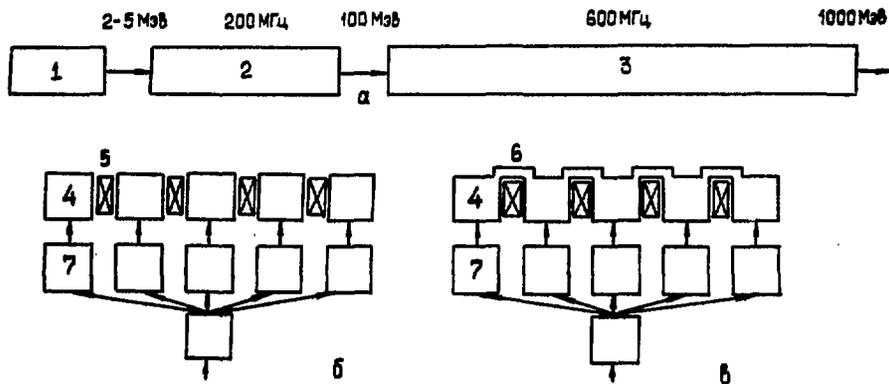
на постоянных магнитах и др.). Серьезного усиления требуют работы по созданию техники параллельного ускорения нескольких пучков и их сложения на входе основной части ускорителя.

Заключение

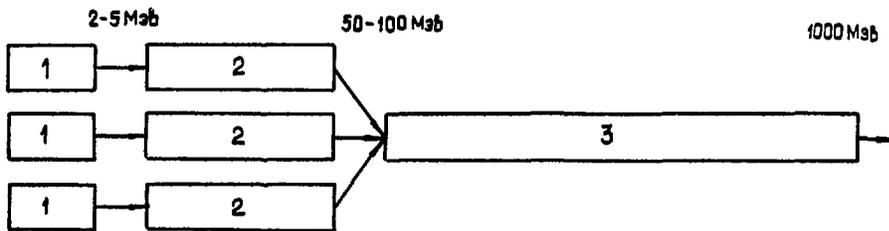
В настоящее время имеется техническая основа для разработки и сооружения в ближайшие 10-20 лет линейного ускорителя-бридера с полным КПД, приближающимся к 70-80%. Приведенные в докладе ориентировочные параметры будут уточняться после достижения проектного тока на мезонных фабриках МЕРАН и LAMPF и анализа механизма потерь частиц в них. На этих ускорителях, которые являются прототипами линейных ускорителей-бридеров, решаются также многие задачи по надежной эксплуатации установок, которые без сомнения повлияют на принятие окончательных технических решений по ускорителю-бридеру. Наконец, на оптимизацию параметров существенное влияние окажут технические и стоимостные характеристики разрабатываемых генераторных приборов.

Л и т е р а т у р а

1. Tunncliffe R.R., Chidley B.G., Fraser J.S. In: Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Canada, Chalk River Nucl. Laboratories, 1976, p.36.
2. Grand P. et al. Trans. on Nucl. Science, 1977, NS-24, N.3, p. 1043.
3. Schriber S.O., Fraser J.S., Tunncliffe R.R. В кн. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, Серпухов, ИФВЭ, 1977, т. 2, с. 408-422.
4. Semenov N.N. et al. In: Proc. Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics, Geneva, CERN, 1956, v. 1, p. 207.
5. Васильков Р.Г. и др. Атомная энергия, 1970, т. 29, вып. 3, с. 151.
6. Шембель Б.К. и др. Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 1, с. 45-49.
7. Мурин Б.П., Федотов А.П. Атомная энергия, т.38, вып.3, с. 146-151.
8. Fedotov A.P., Murin B.P. [1], p. 377-380.
9. Васильков Р.Г. и др. Атомная энергия, 1978, т.44, вып.4, с.329-335.
10. Rosen L. [3], т.1, с.214-272.
11. Мурия Б.П. В кн.: Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., "наука", 1977, т.1, с.302-310.
12. Андреев В.Г., Дихарев А.Н., Пироженко В.М. Труды РТИ АН СССР, 1973, № 16, с.121.
13. Curtis C.D [1], p.179-188.
14. Бонко В.А. и др. В кн.: Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, М., "наука", 1975, т.1, с.271-274.
15. Мурин Б.П., Рогачев В.И., Федотов А.П. ВТЭ, 1976, № 2, с.22-24.
16. Karchinskij I.M. et al. [1], p. 350-351.
17. Гусева К.И. и др. Труды РТИ АН СССР, 1977, № 30, с.21-31.
18. Водопьянов Ф.А., Мурин Б.П. Труды РТИ АН СССР, № 22, с.20-35.
19. Будкер Г.И. и др. Атомная энергия, 1978, т.44, вып.5, с.397.



Р и с . 1. Схема линейного ускорителя - бридера. а - схема ускорителя; б, в - варианты схемы ВЧ-питания резонатора второй части. 1 - начальная часть ускорителя, включающая фильтр фазового объема пучка; 2 - первая часть; 3 - вторая часть; 4 - резонатор; 5 - квадрупольная линза; 6 - мост связи; 7 - гирокон.



Р и с . 2. Схема ускорителя - бридера со сложением пучков.

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Проблема гарантированного обеспечения энергией народного хозяйства на ближайшие десятки лет является одной из важнейших и привлекает к себе внимание специалистов многих направлений науки и техники [1, 2, 3]. Природные энергетические ресурсы и запасы топлива быстро истощаются, а потребность в энергии растёт высокими темпами. Прогнозирование на ближайшие 40-50 лет говорит о том, что решение энергетической проблемы возможно только при переводе энергетики на преимущественное использование энергии деления ядер [4]. Сейчас вклад атомных электростанций в энергетику составляет приблизительно 2%. Простым увеличением числа атомных станций развить атомную энергетику с нужными темпами невозможно. Для достижения необходимых темпов нехватает естественных запасов ядерного топлива. Отсюда и вытекает непосредственная связь между энергетической проблемой и искусственной наработкой ядерного горючего (плутония-239, урана-233). Образование этих элементов происходит при радиационном захвате нейтронов ядрами урана-238 или тория-232. Эффективная реализация промышленного производства горючего полностью сняла бы остроту энергетической проблемы, поскольку энергетический потенциал, который может быть достигнут при использовании уранового или ториевого сырья, содержащегося в поверхностном слое Земли толщиной 1,6 км, настолько велик, что полностью удовлетворил бы запросы энергетики, практически на неограниченное время [5, 6].

Можно назвать три метода получения ядерного горючего, отличающихся способом генерации интенсивных нейтронных потоков:

- Нарботка горючего в реакторах деления. Нейтроны образуются при цепной реакции деления ядер. Часть из них идёт на поддержание цепной реакции, а часть - на воспроизводство горючего.

- Нарботка горючего в гибридных реакторах синтеза-деления [4]. Нейтронный поток в сырьевом blankets, окружающем зону синтеза, возникает в результате деления ядер сырья и, частично, наработанного горючего под действием нейтронов реакции синтеза дейтерий-тритий с энергией 14 МэВ.

- Нарботка горючего электроядерным методом, в котором генерация нейтронов осуществляется в мишенях из тяжелых элементов частицами, ускоренными до высоких энергий [7]. Образование нейтронов идёт за счёт энергии, запасённой частицами, и деления ядер быстрыми нейтронами.

В настоящее время практическая наработка горючего осуществляется только в реакторах деления, а расширенное воспроизводство реализуется только в реакторах на быстрых нейтронах. Однако нельзя считать, что реакторы на быстрых нейтронах могут полностью решить энергетическую проблему, и поэтому разработка других методов эффективного производства атомного горючего, дополняющих быстрые реакторы, является весьма актуальной задачей [4].

Целью настоящей работы является обсуждение некоторых данных электроядерного метода и последних предложений по его технической реализации. Возможные схемные решения показаны на рис.1. Пучок ускоренных частиц попадает в мишень, включающую сырьё. Вследствие ядерного каскада, испарения нейтронов из ядер и деления ядер образуются нейтроны с энергетическим спектром в области нескольких МэВ. В бесконечной сырьевой мишени почти все нейтроны захватываются ядрами сырья и образуют ядра топлива (конструкционные материалы не учитываются). Нарботанное топливо может использоваться по-разному. В варианте I (а) горючее извлекается из мишени освоенными способами и поступает в топливные циклы наравне с природным горючим. В варианте I (б) мишень служит либо для обогащения горючим готовых твэлов, изготовленных из сырья, либо для обогащения урана или тория, предназначенных для их изготовления. Мишень варианта I (в) служит как для наработки горючего, так и для его сжигания, то есть превращается в атомную электростанцию. Главное, что отличает варианты I (б) и I (в) от I (а), состоит в том, что их топливные циклы не нуждаются в получении горючего в чистом виде. Оно остаётся в сырье. Это практически полностью исключает возможность хранения горючего и использования его в преступных целях.

Эффективность вариантов электроядерного метода наработки целесообразно характеризовать величиной

$$K = \frac{P_M + P_D}{P_Y} = 1 + \frac{P_{\text{сеть}}}{P_Y},$$

где P_M и P_D — электрические мощности, снимаемые соответственно с мишени и реактора; P_Y — электрическая мощность питания ускорителя. Величина K показывает, во сколько раз электрическая мощность, отдаваемая во внешнюю сеть, превышает мощность, потребляемую на собственные нужды. Величина K зависит от эффективности преобразователей тепловой энергии в электрическую, коэффициента полезного действия ускорителя, а главным образом определяется величиной энергии \mathcal{K} , которая затрачивается пучком ускоренных частиц на получение одного ядра горючего в мишени.

$\mathcal{K} = \frac{E}{n}$, где E — кинетическая энергия ускоренных частиц;

n — число ядер горючего, образуемых одной ускоренной частицей. Некоторые данные о генерации нейтронов протонами в уране и тории, необходимые для расчёта электроядерного метода, приводятся на рис.2. Кривая 1 показывает зависимость числа нейтронов \mathcal{N} , вылетающих из образца урана-238 конечных размеров в расчёте на один падающий протон с энергией E . Экспериментальные точки [8] достаточно хорошо ложатся на расчётную кривую [9]. Аналогичная зависимость $\mathcal{N}(E)$ (расчётная) для ториевого образца показана кривой 4 [10]. Энергетический спектр нейтронов, вылетающих из таких мишеней, достаточно жёсткий, и при увеличении размеров образца они вызывают новые деления ядер с соответственным увеличением числа нейтронов в объеме образца. Размножение нейтронов сильно зависит также от концентрации делящихся изотопов в сырье. Расчёты различных авторов отличаются. На рис. 2 заштрихована область возможной неопределённости данных $\mathcal{N}(E)$ для бесконечной среды из естественного урана. Наибольший выход нейтронов (зависимость 2) дается в работе [11]. В этой же работе рассчитана зависимость (3), показывающая число ядер плутония-239, образуемых одним ускоренным протоном. Как видно, около 95% нейтронов идёт на образование ядер горючего. На рис.2 приводятся

также графики рассчитанных в работе [12] зависимостей от E энергии q , выделяемой в естественном уране (кривая 5) и тории (кривая 6), отнесенной к одному нейтрону.

Расчёт для бесконечной мишени из естественного урана, облучаемой пучком протонов с энергией 1 ГэВ и током 300 мА, показывает, что темп наработки горючего в начале может достигать 5,7 кг/сутки, с выделением в мишени тепловой мощности 1,6 ГВт. По мере увеличения концентрации горючего темп наработки и тепловая мощность будут возрастать.

Целесообразность реализации электроядерного метода наработки горючего определяется возможностями сооружения сильноточных ускорителей с высоким к.п.д. и сырьевых мишеней, размножающих нейтроны с высокой эффективностью. При создании мишеней может быть использован большой опыт реакторостроения. Действующие в настоящее время ускорители дают пучки частиц со средними токами почти на три порядка ниже, чем это требуется для электроядерного бриднга. Однако импульсные токи до 200–300 мА уверенно получают на ряде действующих линейных ускорителях. Переход же к непрерывному режиму является реальной задачей. Это подтверждается проектами сильноточных ускорителей, примеры которых сведены в таблицу.

Т а б л и ц а

Проект	Чок-Ривер [13]	Бруксей- вен [14]	ИТЭФ [15]	Бруксей- вен [16]	ОИЯИ [17]
1. Тип ускорителя	Л.У.	Л.У.	Л.У.	Л.У.	Циклич.
2. Частицы	протоны	протоны	дейтроны	дейтроны	протоны
3. Энергия (МэВ)	1000	1000	35	35	800
4. Предельный ток ускоренных частиц (мА)	300	300	320	300	100
5. Частота ускор. напряжения (МГц)				50	49.6
Начальная часть Л.У.	200	150	50		
Основная часть Л.У.	600	450	150		
6. Длина (м)	670	600	60	40	-
7. ВЧ-потери в резонаторах (МВт)	50	80	1,54	2,6	1
8. КПД ускорителя или КЦУ. ВЧ ЭСЭ	70%	65%	70%	58%	80%

В сравнении с прежними предложениями в новых проектах линейных ускорителей резонансные системы работают на более высоких частотах (150–600 МГц вместо 25–50 МГц). Это позволяет уменьшить поперечные размеры и длину ускоряющей структуры, а значит и капиталовложения в ускоритель. Это также открывает возможность использования вместо генератора ВЧ-мощности с сеточным управлением, имеющим КПД 60%, более перспективных генераторов с линейным электрон-

ным лучом (клизотрон, гироскоп) и со скрещенными полями (амплитрон) [18]. Такие генераторы имеют КПД более 70%. В качестве примера можно привести действующие приборы: клизотрон на 358,5 МГц с мощностью в непрерывном режиме 500 кВт с коэффициентом усиления по мощности 50 дБ и КПД 70% [19] и "гироскоп" разработанный в ИЛЭО АН СССР, дающий в импульсном режиме мощность до 1000 кВт на частоте 430 МГц при электронном КПД 90% и полном КПД 80%, рассчитанный на работу в непрерывном режиме [20]. Большой интерес для сильноточных установок представляют разработки начальной части ускорителя с фокусировкой ВЧ-пол.м [21], которые использованы в недавно предложенной схеме ускорителя непрерывного режима [22].

Затраты на капитальное строительство ускорителя можно проиллюстрировать на примере Брукхейвенского проекта [14].

Стоимость ускорителя в ценах 1976 года:

- Здания	100 млн.долл.
- Инжектор и низкоэнергетическая система транспортровки пучка	3 " " "
- Ускоритель (10 ⁵ долл./метр)60 " " "
- ВЧ-система (80 МВт по 1 долл./ватт + 300 МВт по 0,56 долл./ватт)	250 " " "
- Устройство транспортровки пучка	2 " " "
- Управление и диагностика	5 " " "
- Резерв (~ 35%)	100 " " "

Итого: 520 млн.долл

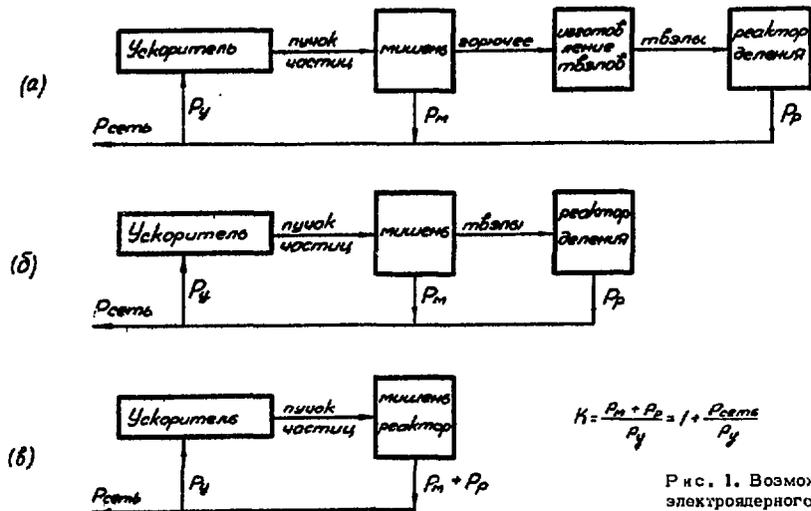
Сырьевую мишень, по аналогии с реактором на такую же тепловую мощность, можно оценить в сумму 360 млн. долларов [14] (600 долл./кВт (эл)). Таким образом, весь электроядерный комплекс может стоить около 880 миллионов долларов. По абсолютной величине такие затраты представляются большими. Однако относительный вклад в затраты на энергетику невелик. Это видно из следующего. Одна электроядерная установка способна питать топливом реакторы с суммарной электрической мощностью около 5000 мегаватт и общей стоимостью 3000 млн. долларов. Следовательно, стоимость ускорительной установки составляет около 15% от стоимости реакторов потребителей (с учетом того, что сырьевая мишень также является реактором). В настоящее время стоимость ядерного горючего составляет приблизительно 10% от стоимости реактора деления, и со временем его вклад в общие затраты будет быстро расти [4].

Недавно был предложен вариант электроядерного метода, в котором используется лучок протонов, ускоренных до энергий 1000 ГэВ и выше [23]. В сырьевых мишенях число нейтронов может достигать десятков и сотен тысяч на каждый падающий протон (20 МэВ на нейтрон). Переход к очень большим энергиям снижает требования на средний ток ускоренных частиц и открывает возможности для применения циклических импульсных ускорителей типа протонных синхротронов в электроядерном бриддинге. Однако, чтобы эффективность наработки горючего была такой же, как в приведенном выше примере, токи протонов в циклических ускорителях должны достигать десятков ампер, а КПД ускорителя превышать 0,5.

На основании вышеизложенного можно сделать вывод о том, что идея электроядерного метода производства атомного горючего, высказанная более чем 30 лет назад, в настоящее время имеет обоснованные технические предпосылки для последующего обсуждения и принятия решений.

Л и т е р а т у р а

1. А.П.Александров. Атомная энергия, 25, 375 (1968).
2. А.М.Петросьянц. Современные проблемы атомной науки и техники в СССР, М., Атомиздат, 1976.
3. P.Grand et al. IEEE Trans., NS-24, No. 3, 1043 (1977).
4. Е.П.Велихов, Б.Б.Кадошцев, В.В.Орлов. Теплоэнергетика II, 59 (1977).
5. H.A.Bethe. Scientific Americ., 234, 21 (1976);
6. P.R.Tunncliffe, B.G.Chidley, J.S.Frazer. Report on the confer. on accelerators, Chalk River, Ontario, Canada (1976).
7. Р.Г.Васильков, В.И.Гольданский, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Атомная энергия, 29, 151 (1970).
8. AECL-2600, Chalk River, Ontario, Canada (1966).
9. J.S.Frazer et al. Physics in Canada, 21, 17 (1965).
10. J.D.Milton, J.S.Frazer. AECL-2259, Chalk River, Canada (1965).
11. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов. Атомная энергия, 37, 480 (1974).
12. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, С.Е.Чигринов. Препринт ОИЯИ, P2-7848 (1974).
13. S.O.Schreiber, J.S.Frazer et al. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.П стр.408, Протвино (1977).
14. Proceed. of an Information Meeting on Accelerator-Breeding, BNL, Upton, New York, 11973 (1977), Conf.-77010.
15. Б.Л.Иоффе, И.М.Капчинский, Н.В.Лазарев и др. Препринт ИТЭФ-118 (1977).
16. P.Grand et al. Report on the conference on accelerators, Chalk River, Ontario, Canada (1976).
17. В.Банчев, С.Ворожцов, В.Дмитриевский, Н.Заплатин. Препринт ОИЯИ, P9-9848 (1976).
18. L.Clampitt. Proceed. IEEE, 61, No. 3, 279 (1973).
19. G.T.Conrad. IEEE Trans, NS-24, No. 3, 1689 (1977).
20. Г.И.Будкер, В.А.Гапонов, Э.И.Горникер и др. Труды 5 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.284, М., "Наука" (1977).
21. В.А.Тепляков. Препринт ИФВЭ 69-2, Серпухов (1969).
22. J.J.Manca. Preprint Los Alamos, LA-7157-MS (1978).
23. R.R.Wilson. Preprint FNAL, FN-298, 0102.000, August, 1976.



$$K = \frac{P_m + P_p}{P_y} = 1 + \frac{P_{сепь}}{P_y}$$

Рис. 1. Возможные схемы электроядерного метода.

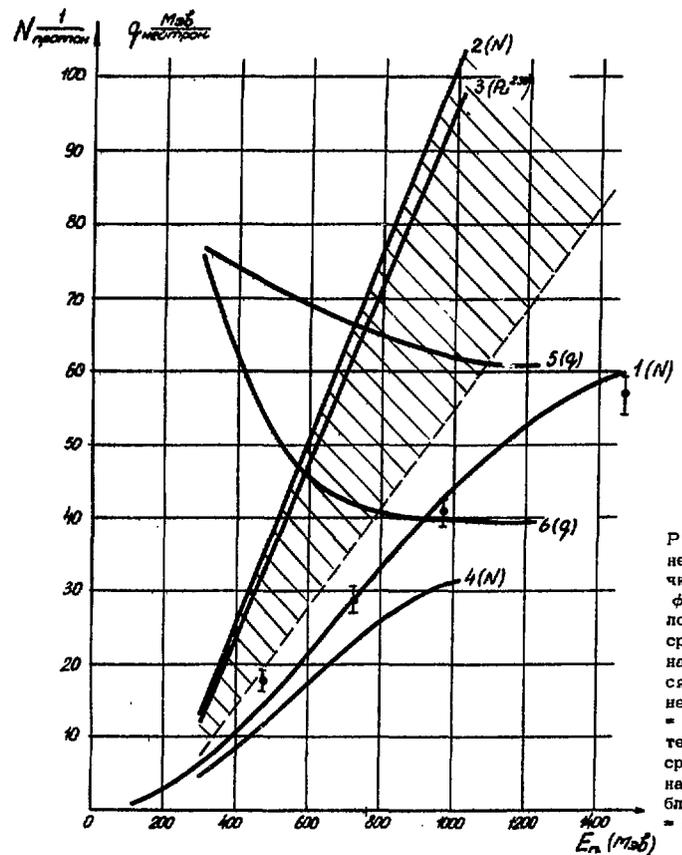


Рис. 2. Данные по генерации нейтронов в уране и тории. 1 - число нейтронов в блоке ^{238}U , $\phi=20$ см, $L=61$ см $^{1/6}$; 2 - число нейтронов в бесконечной среде из естественного урана 11 ; 3 - число образующихся ядер ^{239}Pu / 11 ; 4 - число нейтронов в блоке ^{232}Th , $\phi=10$ см, $L=60$ см $^{1/10}$; 5 - тепловыделение в бесконечной среде из естественного урана 12 ; 6 - тепловыделение в блоке ^{232}Th , $\phi=10$ см, $L=60$ см $^{1/10}$.

RECENT IMPROVEMENTS IN BEAM PERFORMANCE AT TRIUMF

G. Dutto

TRIUMF, Vancouver, B.C., Canada V6T 1W5

Introduction

The TRIUMF facility, based on a 6-sector isochronous cyclotron accelerating H^+ ions to 520 MeV, has been operating since 1974. Two proton beams are normally extracted simultaneously by stripping, and their energy can be varied independently between 183 and 520 MeV. The intensity of the beam for the proton users is normally between a few nanoamperes and 10 μA , whereas the beam to the meson users varies between a few microamperes and 100 μA . The split ratio between the two beams can be as high as 1 in 10,000 and stable within a few per cent [1]. Detailed descriptions of the facility and of our progress in various areas were given at Dubna in 1976 [2] and at Serpukhov in 1977 [3]; the most recent developments and future plans are described elsewhere at this conference [1]. Here we will emphasize the improvements in beam properties and beam behaviour which have recently been accomplished as a result of a plan where the high intensity had the first priority, followed by improvements in the beam stability and resolution. Other improvements include the intensity of the polarized beam which was increased from 30 nA to 200 nA extracted and the operation of a 1:5 pulse selection device eliminating four beam bunches out of five in the cyclotron.

Operation at High Intensity

The intensity of the 500 MeV beam was raised to the original design value of 100 μA during a test in July 1977, when the cooling of the temporary beam stop downstream of the meson production target was upgraded to permit operation at 50 kW beam power. Since January 1978, after commissioning a special beam dump as a source of thermal neutrons [1], beam production at high intensities became gradually more frequent, and at present two to four 12-hour shifts per month are scheduled at 100 μA . The average production current is kept around 10 μA , and will be gradually raised to 50-100 μA within two to three years, at a rate compatible with the upgrading of the remote handling and of the reliability of the components, particularly in the cyclotron vacuum tank. At present, during maintenance periods, the residual activity inside the tank can be reduced to average values of ~ 5 mrem/h at the centre and 20 mrem/h at the periphery, by remotely inserting at the tank wall a series of 5 cm thick lead shields to cover the highly active region hit by the beam spilled horizontally. Hands-on maintenance is still possible at these levels.

A few improvements to the Ehlers type ion source and to the optics of the 12 keV region, where the beam is matched to the 300 keV injection line, were very important for reliable high intensity operation. The 100 kHz plasma oscillations present in the original source [4] were almost eliminated through a series of modifications to the source geometry. Sparking across the 12 kV voltage, due to stray electrons from the source, was reduced to a few per hour using a special electron-absorbing electrode. The injected beam emittance for a 1 mA current was reduced to $\sim 0.2\pi$ mm-mrad horizontally and 0.1π mm-mrad vertically with a factor of five increase in brightness with respect to the original source. The stability of the 100 μA beam is now within a few per cent over periods of hours.

At high currents the transmission of the 300 keV beam through the 40 m long electrostatic injection line and the transmission through the cyclotron are about the same as the corresponding transmissions achieved at low currents which have been reported in previous papers [4-6]. However, the tune is more critical since losses and spills have to be kept under control to prevent thermal damage and to limit the activation. In addition the tune depends on intensity, due to space charge at injection; although spill and losses, after optimization, show a linear behaviour with current. To

facilitate the setting up of the high intensity beam a variable pulser is available in the 12 keV region. The injected beam pulse duration can be varied continuously between zero and 990 μ s at a repetition rate of 1 kHz. The ion source and puller positions are first adjusted to produce the 400 μ A current required for 100 μ A extracted and to match the acceptance of the 12 keV region according to a high current tune previously established. The tune is then optimized through injection line and cyclotron at a 1% duty cycle. Once the optimum transmission is achieved the duty cycle is gradually raised keeping spills and losses within acceptable values. The 10 μ s hole maintained in the beam structure every millisecond serves two purposes: (i) it allows non-intercepting beam transformers to be used along the injection line for transmission control; (ii) it provides a beam marker to measure the time of flight between a non-intercepting monitor along the injection line and a capacitive pick-up probe along the extraction line.

Special precautions had to be taken to avoid thermal damage along the electrostatic injection line which transports the beam from the ion source terminal to the inflector via a system of about 80 quadrupoles, 20 steering plates and four 45° bends, through a horizontal and an axial section. The 300-400 μ A beam is skimmed by a set of cooled collimators having apertures of 12 mm diameter. Current-reading halo monitors are installed in front of each quadrupole to prevent the beam hitting the quadrupoles during fault conditions. In addition two non-intercepting beam transformers are installed one at the beginning the other at the end of the line to maintain the total losses below 15%, through a hardwired interlock. The loss due to vacuum is about 9%.

The overall transmission between the inflector entrance and the 500 MeV extraction radius can be higher than 35%. The fraction of beam accepted through the central region is normally above 40% due to a 1.5 kV double gap sinusoidal buncher in the injection line. To protect the central region from thermal damage, a software interlock prevents the ratio between the injection line current and the stripping foil current falling below 30%. To protect the cyclotron and the beam lines from abnormal beam spill causing unnecessary activation of components about 30 scintillation monitors are installed at various strategic locations, and their signals are continuously monitored and compared to nominal minimum values. In addition, a system of foil scrapers has been installed in the cyclotron tank about 2.5 cm above and below the median plane to protect the resonators from vertical beam losses. The H⁻ ions with excessive vertical deviation are stripped and the spills are sent into common secondary emission monitors recording the lost current. The total loss on these monitors is not permitted to exceed 5% of the circulating beam. The major contribution is due to particles with poor radial centring which are lost vertically due to a $\nu_r - \nu_z = 1$ resonance between 200 and 240 MeV. Work is in progress towards improving the centring for the 45° wide phase interval accepted through the central region and towards improving the matching between the injection line and the cyclotron. Other losses in the cyclotron tank are due to electromagnetic stripping between 400 and 500 MeV (11%) and to gas stripping (4% at 6×10^{-9} Torr) so that the total loss during acceleration is about 20%. There is almost no loss at extraction: since only 0.05% of the H⁻ ions entering the stripping foil emerge as H⁰ atoms. The 0.025 mm thick pyrolytic graphite foil is kept in the tank for periods of months without appreciable deterioration.

Energy Resolution, Stability and Separated Turns

The energy resolution of the extracted beam is normally 1 MeV FWHM. However, a radial flag and a radial slit have been used to restrict the cyclotron phase acceptance to 7° and two slits in the 30 MeV region have been used to restrict the incoherent radial oscillation amplitude to 1.2 mm. The coherent oscillation amplitude was reduced to 0.5 mm by adjusting a harmonic coil. The overall amplitude was calculated to correspond to an energy spread of 350 keV at 400 MeV. Measurements performed with a magnetic spectrometer confirmed that the energy spread of the extracted beam was less than 600 keV at 400 MeV and less than 400 keV at 200 MeV; some uncertainty remains since the resolution of the spectrometer is still being investigated. Increasing the coherent amplitude to about 1.5 mm produced the typical precessional behaviour shown in Fig. 1; single turns can be observed up to an energy of 200 MeV (226 in. in Fig. 1) where the beam can be extracted.

In order to achieve single turn extraction at higher energies and bring the energy resolution to the 100 keV level, it is necessary to stabilize further the radial position of the turns at

extraction. With the magnetic field already stable at $\pm 2 \times 10^{-6}$ and the RF frequency stable to a few parts in 10^{-7} , the stability of the radial position depends mainly on the stability of the average energy gain per turn, $V_{RF} \cos \phi$, between injection and the n^{th} turn. Since this quantity is also inversely proportional to the time of flight between injection and extraction, which is about 350 μs and can be easily measured, this time can actually be used to measure instabilities and for feedback purposes. Figure 2 shows the correlations between the stability of the time-of-flight signal, the RF voltage signal and the magnetic field variations as derived by integrating the voltage induced in one of the outer trim coils; the magnet was set slightly off resonance to accentuate the effect of beam phase fluctuations. The 5 to 7 Hz instability connected to the RF voltage fluctuations is about $\pm 0.2 \mu\text{s}$ over 350 μs , i.e. about $\pm 6 \times 10^{-4}$; for separated turns this should be improved by about an order of magnitude. The 0.2-0.5 Hz phase oscillations caused by the $\pm 2 \times 10^{-6}$ instability in the magnetic field have to be reduced by about a factor of three to meet the $\pm 2^\circ$ stability required for separated turns. To stabilize the phase we have implemented a feedback loop between the beam phase as derived from an external capacitive probe and the RF frequency. The phase along the acceleration path became extremely stable within one or two degrees. At the same time the stability of other beam parameters, such as the intensity ratio between two beams extracted simultaneously, was substantially improved [1]. To stabilize the RF voltage a feedback loop between the time-of-flight and the voltage itself is being implemented. An improvement factor of four at least is expected. At this level we may be able to use a finger or slit between separated turns to provide a more sensitive and direct feedback signal.

Progress is continuing toward flat-topping the RF wave form through the addition of a third harmonic component. At signal levels a Q of 6400 was achieved for the third harmonic and the 3:1 frequency ratio is within the present tuning capability. Power tests will be performed shortly. With the third harmonic it should be possible to have separated turns for a phase interval of about 12° [6].

Other Improvements

After successful 100 μA operation, the most significant beam improvement has been the increase in the polarized beam current from 30 nA to 200 nA extracted. The gain was achieved at the source [2] where better alignment between the various electrodes, improved compensation of stray magnetic fields and slight adjustments of the duoplasmatron geometry had been performed. When this polarized beam is sent into a 10 cm liquid deuterium target a polarized neutron beam is produced with fluxes of 10^6 n/s and polarization varying from $\sim 70\%$ to $\sim 40\%$ at energies between 200 and 520 MeV.

For rare pion decay and μ^- capture experiments it is convenient to eliminate four out of five pulses in the RF microstructure of the beam, in order to increase the time interval between pulses from 43 ns to 215 ns. This is facilitated by the fact that we accelerate on fifth harmonic, and therefore a clean suppression can be achieved without requiring the turns to be separated radially. In order to eliminate four out of five "spokes" normally present in the cyclotron, a 4.6 MHz RF voltage was applied between two plates upstream of a narrow slit in the injection line. Figure 3 shows the effect on a π^- spectrum. The π^- peak, followed by a μ^- and by an electron peak, is well separated from the neighbouring π^- peaks with the 1:5 selector on. A suppression factor of better than 2×10^{-7} has been verified.

References

1. J.T. Sample, "Developments at TRIUMF", paper to this conference.
2. M.K. Craddock, "Proc. of the V All-Union Nat. Conf. on Particle Accelerators, Dubna (1976); Vol. 1, 145.
3. G.H. Mackenzie, Proc. of the 10th Int. Conf. on High Energy Accelerators, Protvino (1977); 184.
4. J. Beveridge, E.W. Blackmore, P.F. Bosman, G. Dutto, W. Joho, R.D. Riches, V. Rbdel, L.W. Root, and B.L. White, "Initial Operating Experience with the TRIUMF 300 keV H^- Injection System", IEEE Trans. NS-22 (3), 1707 (1975).
5. J.R. Richardson, "The status of TRIUMF", Proc. 7th Int. Conference on Cyclotrons and their Applications, (Birkhuser, Basel, 1975) 41.
6. M.K. Craddock, E.W. Blackmore, G. Dutto, C.J. Kost, G.H. Mackenzie and P. Schmor, "Improvements to the Beam Properties to the TRIUMF Cyclotron", IEEE Trans. NS-24 (3), 1615 (1977).

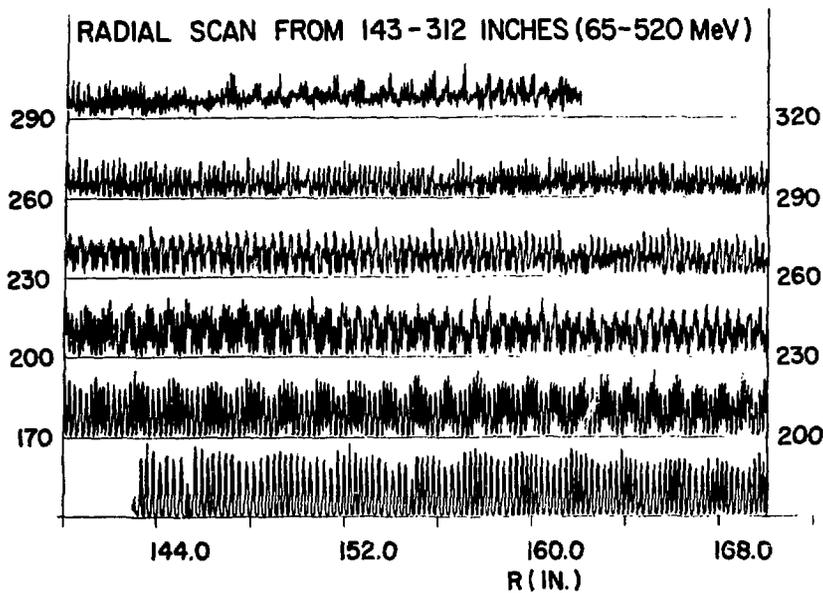


Fig. 1. Radial turn pattern between 65 MeV and 520 MeV obtained using slits. Single turns can be detected up to 200 MeV (226 in.).

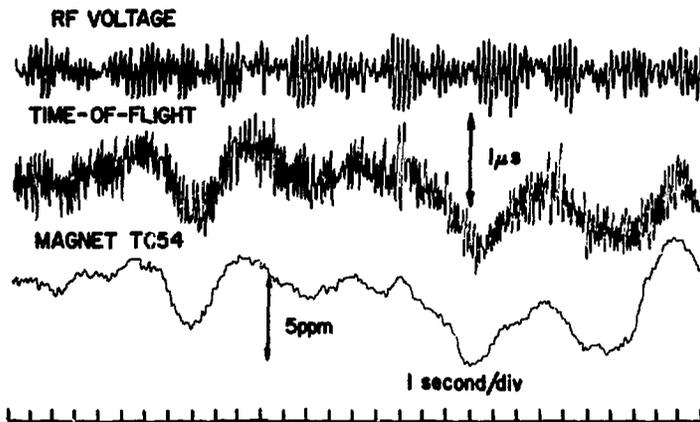


Fig. 2. Present stability of the RF voltage and magnetic field compared to the time-of-flight between injection and 500 MeV extraction.

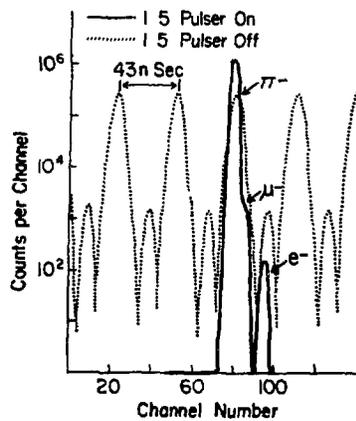


Fig. 3. Effect of the 1:5 selector on a time-of-flight spectrum with the secondary channel tuned for 100 MeV/c particles.

К ВОПРОСУ О РАСШИРЕНИИ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА ПРОТОННОГО ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

И. М. Капчинский, Р. П. Кушбида

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Эффект расширения фазового объема пучка в процессе ускорения создаёт существенные трудности при проектировании и эксплуатации линейных ускорителей с большим значением среднего тока пучка. Исследованиями эффекта увеличения нормализованного эмиттанса посвящено много работ [1-7]. Однако до сих пор не создано единой теории этого эффекта, охватывающей все стороны явления. Расхождение экспериментальных данных, имеющее место в опубликованных работах, частично объясняется тем, что начальное распределение фазовой плотности тока пучка, как правило не намеряется непосредственно на входе линейного ускорителя, при этом изменения эмиттанса в согласующем канале перед линейным ускорителем остаются неконтролируемыми. Кроме того, используемая в тех или иных случаях методика математической обработки измеряемых величин заметно влияет на окончательные результаты экспериментов.

Линейный ускоритель И-2 — инжектор протонного синхротрона ИТЭФ — является в настоящее время одним из наиболее сильноточных ускорителей, он даёт пучок с импульсной интенсивностью свыше 200 мА. Поэтому научение эффекта расширения фазового объема на этом ускорителе имеет представлять не только практический, но и теоретический интерес.

Подробное описание измерительной аппаратуры, процедуры измерений и методики обработки экспериментальных данных на линейном ускорителе И-2 изложены в работе [8].

Измерения проводились методом двух щелей, и сравнивались результаты измерений на входе и выходе ускорителя в горизонтальной плоскости.

На рис. 1 изображена схема расположения элементов на согласующем канале. Между выходом форсиратора (Ф) и измерительным устройством (ИУ) на участке согласующего канала с апертурой 90 мм линзы отсутствуют. После измерительного устройства диаметр апертуры канала уменьшается до 40 мм на входе группирователя (ГР), а затем до 20 мм в первой трубке дрейфа (ТД-101). В местах уменьшения апертуры стоят комбинации индукционных датчиков (ИД) и диафрагмирующих токоприёмников (ДТ), которые позволяют измерять потери в этом месте и величину тока пучка, вошедшего в уменьшенную апертуру. На выходе ускорителя перед измерительным устройством линзы также отсутствуют.

На фазовой плоскости XX' наносились по экспериментальным данным линии уровней равных фазовых плотностей. Численно интегрируя измеренные распределения фазовой плотности по площади эмиттанса, получали величину полного тока и строили кривую $\frac{I}{I_0} = f(V_n)$ характеризующую относительное распределение тока пучка по нормализованному эмиттансу $V_n = \frac{V}{c} \cdot \beta$. Следует подчеркнуть, что важнейшим критерием точности измерений является совпадение значений полного тока пучка, полученного интегрированием, и полного тока пучка, полученного из непосредственных измерений интенсивности пучка. Максимальные различия этих величин не превосходили 20%.

Для оценки влияния интенсивности пучка на эффект расширения фазового объема более двух десятков кривых распределения тока по эмиттансу на входе и выходе

линейного ускорителя были разделены соответственно на три группы, либо по величине тока пучка на входе в первую трубку дрейфа (J_{101}), либо по величине тока пучка непосредственно на выходе ускорителя в первой камере наблюдения ($J_{1кн}$).

На рис. 2 и рис. 3 сплошными линиями даны усреднённые кривые распределения тока по эмиттансу, полученные в измерительных устройствах согласующего канала перед группирователем и после линейного ускорителя. Наибольшие отклонения отдельных кривых от усреднённого распределения по каждой группе не превышают 10%. Это позволяет производить анализ, используя усреднённые кривые распределения тока по эмиттансу, т.е. условно сопоставляя между собой группы измерений на входе и выходе ускорителя.

Пунктирные кривые на рис. 2 дают оценки распределения тока по эмиттансу непосредственно на входе линейного ускорителя - в первой трубке дрейфа. Пунктирные кривые получены пересчётом из соответствующих сплошных кривых. Для пересчёта определялось усреднённое для каждой группы распределений отношение тока, вошедшего в линейный ускоритель, к току, зафиксированному в плоскости измерения эмиттанса. Усреднённые отношения показаны на рисунке 2 пунктирными горизонтальными прямыми и помечены теми же индексами, что и усреднённые кривые распределений. Апертура группирователя и апертура первой трубки дрейфа ограничивают пучок по координатам и по поперечным скоростям. Между группирователем и входом линейного ускорителя размещены согласующие квадрупольные линзы ($L1$ и $L2$). Установленная оптика частично ведёт к перемешиванию частиц, а также преобразует очертания эмиттанса и приближает его к согласованной форме. Поэтому было предположено, что между плоскостью измерения эмиттанса и входом линейного ускорителя отсекаются частицы, находящиеся в наружной области эмиттанса. Полный ток пучка непосредственно на входе линейного ускорителя принимался за 100% и часть распределения тока по эмиттансу, лежащая ниже уровня отсечки, была пропорционально растянута, что и приводило к соответствующим пунктирным кривым на рис. 2.

Из сравнения распределений тока по эмиттансу на входе и выходе линейного ускорителя (рис. 2 и рис. 3) видно, что в процессе ускорения происходит значительное расширение фазового объёма пучка, причём величина эмиттанса на выходе ускорителя в диапазоне токов 60-200 мА слабо зависит от интенсивности пучка.

В таблице № I приведены данные, из которых видно, что величина фазовой плотности в ядре пучка с учётом коэффициента захвата понижается мало и, следовательно, увеличение эмиттанса происходит в основном за счёт "тубы" пучка.

На рис. 4 приведены расчётные кривые распределений тока по эмиттансу, заимствованные из работы /4/, и экспериментальные кривые. Для всех кривых принят один и тот же начальный наклон. Расчётные кривые 1, 2, 3, получены в предположении о равномерном распределении фазовой плотности соответственно на плоскостях XX' и YY' - кривая 1, в четырёхмерном гиперэллипсоиде $XX'YY'$ - кривая 2 и шестимерном гиперэллипсоиде $XX'YY'ZZ'$ - кривая 3. Кривая 4 соответствует, по терминологии авторов /4/, гауссовому распределению фазовой плотности на плоскости; эта кривая представляет собой экспоненту. Обобщённые для входа и выхода экспериментальные кривые 5 и 6 имеют соответственно большое сходство с двумя различными распределениями плотности. На входе ускорителя в результате коллимации в согласующем канале получается распределение фазовой плотности, близкое к равномерному на плоскостях XX' и YY' - кривая 5. На выходе ускорителя распределение фазовой плотности наиболее близко к равномерному в объёме шестимерного гиперэллипсоида - кривая 6.

Т а б л и ц а I Усредненные характеристики пучка

Группы	Вход ускорителя		Выход ускорителя		Коэффициент захвата	Коэффициент повышения фазовой плотности в ядре
	Среднее значение подпотока (мА)	Среднее значение фазовой плотности (мА/см. мрад)	Среднее значение полного тока (мА)	Фазовая плотность в ядре пучка - в эмиттансе 0,2 см. мрад (мА/см. мрад)		
1	175	700	80	175	0,46	0,25
2	380	1000	130	235	0,34	0,24
3	535	1250	180	325	0,34	0,26

Авторы выражают благодарность В.А.Баталину за полезные обсуждения результатов, А.В.Крыжановскому, за участие в вычислительных работах, В.С.Столбунову за участие в подготовке измерительной аппаратуры.

Л и т е р а т у р а

1. C.S.Taylor at al. Proc. of the 1966 Linear Accelerator Conf. Los Alamos. p.48.
2. C.D.Curtis, S.R.Gray, P.V.Livdahl, C.W.Owen, M.P.Shea and D.E.Young. NAL "Operation Experience with 200 MeV Linac". Proc. of the 1972 Proton Linear Accelerator Conf. p.17.
3. K.Batchelor, R.Chasman, N.F.Fewell and R.Witkover. BNL "The Dependence of Transverse Emittance Growth of the Quadrupole Strength in BNL Linac". Proc. PLA Conf. 1972. p. 47.
4. P.M.Lapostolle, C.S.Taylor, P.Tetu and L.Thorndahl "Intensity Dependent Effects and Space Charge Limit Investigations on CERN Linear Injector and Synchrotron". CERN, 68-35, 1968.
5. R.Chasman. BNL "Numerical Calculation on Transverse Growth in BNL Linac Beams". IEEE Trans. NS16. N3. p.202 (1969)
6. R.L.Gluckstern. Un'v. of Massachusetts "Beam Dynamics in proton Linear Accelerators". IEEE Trans. V. NS16. N3. p. 194. (1969).
7. В.А.Тепляков. О возможном механизме увеличения эмиттанса пучка. АЭ, т.28, вып. 6. с.50, 1970.
8. В.А. Баталин, Р.П.Куйбида, А.А.Коломиец. Измерение эмиттанса пучка на входе и выходе линейного ускорителя И-2. М., Препринт ИТЭФ, N35, 1975.

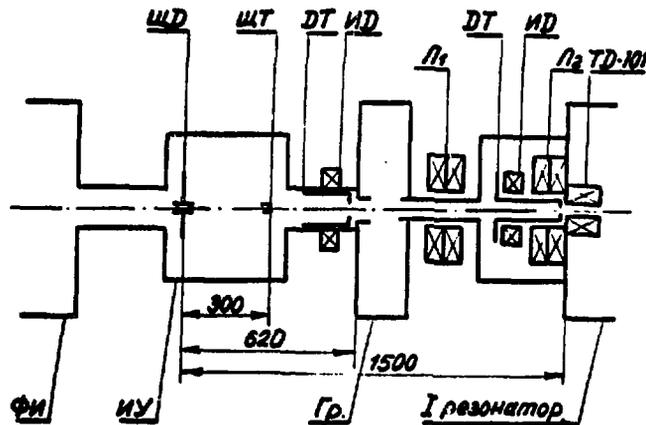


Рис. I Схема расположения измерительных устройств на входе ускорителя.

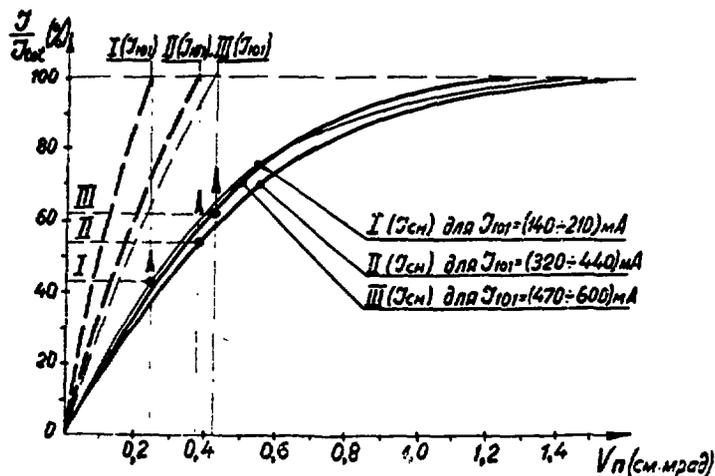


Рис.2 Усреднённые распределения тока по эмиттансу на входе ускорителя.

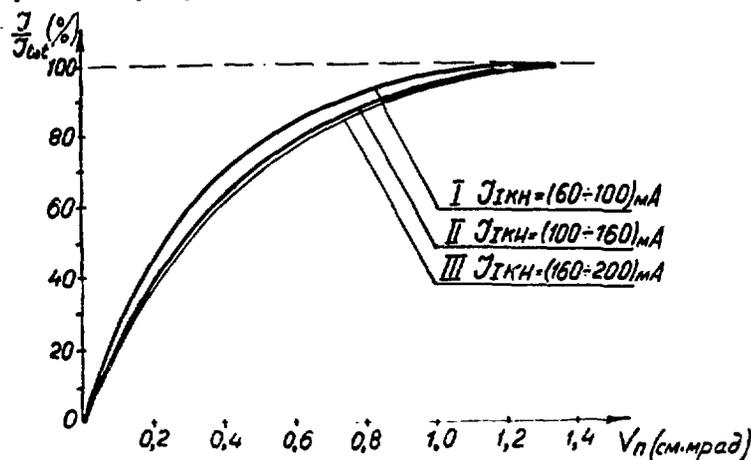


Рис.3 Усреднённые распределения тока по эмиттансу на выходе ускорителя.

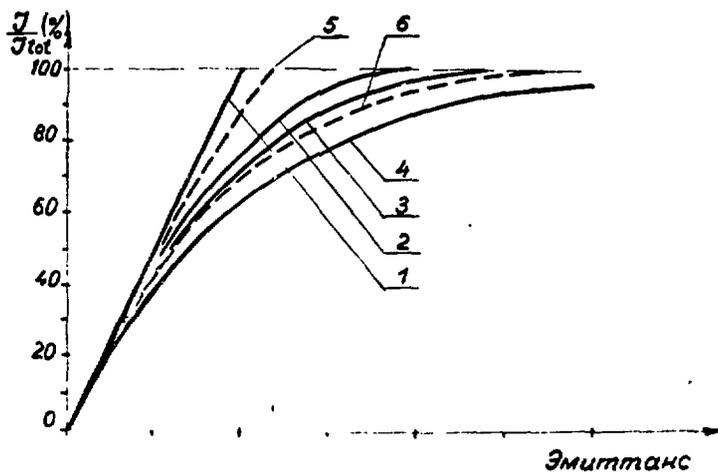


Рис.4 Распределение тока пучка по эмиттансу, полученные теоретически для различных распределений фазовых плотностей - сплошные кривые, полученные экспериментально - пунктирные кривые.

ПРИМЕНЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ФОКУСИРУЮЩЕГО СОЛЕНОИДА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОГО ТОКА В ЛИНЕЙНОМ ИОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

Б.И.Бондарев, А.А.Лузьмин, Б.И.Мурин, В.М.Пироженко, Л.М.Соловьев
Московский радиотехнический институт АН СССР

Для решения проблемы электроядерного Фридинга, проблемы "первой стенки" и других задач требуются ионные пучки с высокой энергией и током 1 А и более. Столь большой ток ионного пучка может быть достигнут в линейном ускорителе, использующем высокочастотную резонансную ускоряющую структуру и сверхпроводящий фокусирующий соленоид. Ниже приведены теоретические оценки, которые показывают, что сочетание высокой напряженности фокусирующего магнитного поля с высокой напряженностью ускоряющего электрического поля и большой величиной равновесной фазы создает предпосылки для ускорения протонных пучков с током порядка единиц и даже десятков ампер.

В начальной части ускорителя, где наиболее сильно сказывается кулоновское расталкивание частиц, целесообразно применение фокусировки непрерывным магнитным полем и ускорения квазинепрерывным (без больших холостых промежутков) электрическим полем. Совмещение непрерывных фокусирующего и ускоряющего полей возможно в системе, в которой ускоряющая структура располагается внутри фокусирующего соленоида [1]. С повышением энергии частиц можно перейти к периодической структуре фокусировки, т.е. чередованию ускоряющих и фокусирующих промежутков [2], как показано на рис. 1.

При оценке предельного тока в линейном высокочастотном ускорителе применяются два способа приближенного представления сгустков: в виде равномерно заряженных эллипсоидов [3] и в виде цилиндров, в которых плотность заряда зависит от продольной координаты [4]. Для обоих способов получены формулы предельных токов, которые, несмотря на свой приближенный характер, в удовлетворительной степени подтверждаются численным моделированием и согласуются с опытом.

Величина предельного тока определяется радиусом апертуры R , выбор которого связан с выбором равновесной фазы φ_s . В высокочастотном ускорителе с ростом радиуса апертуры растет неравномерность по радиусу ускоряющего электрического поля, напряженность которого пропорциональна $I_0 (2\pi r / \beta \lambda)$, где β - относительная скорость частиц, λ - рабочая длина волны. Для обеспечения устойчивого ускорения необходимо потребовать, чтобы периферийные частицы, находящиеся в максимальном электрическом поле, имели номинальную равновесную фазу φ_s , а находящиеся в меньшем поле осевые частицы - соответственно меньшую равновесную фазу $k\varphi_s$ ($0 < k < 1$). Если пренебречь поперечными колебаниями, то из равенства энергий периферийной и осевой равновесных частиц следует соотношение

$$I_0 \left(\frac{2\pi R}{\beta \lambda} \right) \cos \varphi_s = \cos k\varphi_s, \quad (1)$$

из которого можно найти максимальную величину радиуса пучка:

$$R = \frac{\beta \lambda}{2\pi} \sqrt{2 \left(\frac{\cos k\varphi_s}{\cos \varphi_s} - 1 \right)}. \quad (2)$$

Точное определение коэффициента "k" требует математического моделирования процесса ускорения в неоднородном электрическом поле. Для оценок можем считать $k = 0,5$; эта величина близка к соответствующим величинам в существующих ускорителях.

Амплитуда эквивалентной ускоряющей волны \bar{E}_m должна быть выбрана исходя из достижимого магнитного поля соленоида В при одновременном соблюдении усло-

вия, чтобы выбранный уровень ВЧ-поля не приводил к прооям в резонаторе. Если предположить, как обычно, что частота ларморовой прецессии в магнитном поле

$$\omega_L = eB/2m_0\gamma$$

совпадает в начальной части ускорителя со значением частоты малых продольных колебаний

$$\Omega = (2\pi e E_m \sin \varphi_s / m_0 \beta \lambda \gamma^3)^{1/2},$$

то амплитуда ускоряющей волны будет связана с фокусирующим полем соотношением

$$E_m = \frac{e}{8\pi m_0} \cdot \frac{B^2 \beta \gamma \lambda}{\sin \varphi_s}. \quad (3)$$

Здесь e, m_0 - заряд и масса покоя частицы, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$ - лоренцфактор.

В микроканоническом рассмотрении [3] максимально возможный ток пучка, ограниченный поперечным кулоновским расталкиванием, в канале с продольным магнитным полем равен

$$I_{\text{макс}}^{\text{попер}} = I_{\text{прег}}^{\text{попер}} \cdot 2h(\sqrt{h^2+1}-h), \quad (4)$$

где

$$h = 10^7 \frac{e}{m_0 \beta \gamma^2} \cdot \frac{j}{\sqrt{\omega_L^2 - \Omega^2/2}}, \quad (5)$$

$$I_{\text{прег}}^{\text{попер}} = \frac{2\pi^2 (\omega_L^2 - \Omega^2/2)}{\omega^2} \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2 \beta \gamma^2 \cdot 10^7 \frac{m_0 c}{e} \frac{\varphi_s}{\pi} \quad (6)$$

- предельный ток, определяемый пропускной способностью фокусирующего канала при бесконечной фазовой плотности протонного источника j .

в случае, когда амплитуда ускоряющей волны E_m связана с магнитным полем B соотношением (3), предельный ток равен

$$\begin{aligned} I_{\text{прег}}^{\text{попер}} &= 10^7 \frac{E_m \varphi_s \sin \varphi_s R^2}{2c\lambda} = \\ &= \frac{10^7}{8\pi^2} \frac{e}{m_0 c} \beta^2 \gamma (\beta \lambda)^2 (\sqrt{\cos k \varphi_s / \cos \varphi_s} - 1) \cdot \varphi_s. \end{aligned} \quad (7)$$

другая оценка предельного тока, обусловленная продольным расталкиванием движением собственного заряда [4], дает

$$I_{\text{прег}}^{\text{прод}} = 10^7 \frac{E_m \varphi_s \sin \varphi_s R^2}{2c\lambda} \cdot \frac{\chi S_M (1-S_M)}{M_E}, \quad (8)$$

где χ - коэффициент использования сепаратрисы,

M_E - продольный коэффициент формы эллипсоида,

β - отношение расталкивающей и фазирующей продольных сил при малых фазовых колебаниях,

S_M - значение S , соответствующее максимуму величины $S(1-S)/M_E$.

Формула (8) дает более низкое значение предельного тока, чем формула (6). при выводе формулы (8) используется представление о пучке, состоящем из отдельных сгустков, хотя в действительности выделение ускоряющихся сгустков из общего потока инжектированных частиц происходит лишь на некотором расстоянии от начала ускорителя, собственное кулоновское поле сгустков ослабляется полем ускоряющегося потока, и предельный ток повышается по сравнению с величиной, указываемой формулой (8).

Выбор параметров начальной части ускорителя, подчиненный задаче получения большого тока ускоренных ионов, должен производиться с учетом следующих соотношений. магнитное поле сверхпроводящего соленоида при использовании для его обмоток освоенного промышленностью провода из $NiTi$ может достигать величин

$B = 7 + 7,5 \text{ Т}$, а при использовании провода из Nb_3Sn - величин $B = 9+10 \text{ Т}$.

С целью увеличения предельного тока рабочую длину волны необходимо увеличивать, однако при этом растет диаметр ускоряющей структуры и фокусирующего соленоида. Для уменьшения диаметра в начальной части целесообразно использовать малогабаритную ускоряющую структуру, обладающую малым диаметром. Данному требованию удовлетворяют резонансные ускоряющие структуры, применяемые в настоящее время в ускорителях ионов при малых скоростях частиц: n -резонаторы [5], резонаторы коаксиального типа и др. Эти ускоряющие структуры имеют прогнитофазные поля в ускоряющих зазорах, что позволяет иметь короткие трубки дрейфа и получать большую амплитуду ускоряющей волны. Так, при напряженности поля в зазорах 150 кВ/см, достигнутой в существующих ускорителях, амплитуда ускоряющей волны может составить $E_m = 75 \pm 90$ кВ/см.

На величину предельного тока сильное влияние оказывает равновесная фаза φ_s . Для получения большого тока целесообразно в начальной части ускорителя довести равновесную фазу до $60 \div 80$ градусов, а по мере увеличения энергии частиц можно снижать φ_s и повышать темп ускорения.

Как пример возможных числовых значений в табл. I приведены величины предельного тока, вычисленные по формулам (7) и (8) при выполнении условия (3). В качестве исходных данных приняты: рабочая длина волны $\lambda = 1,5$ м, равновесная фаза $\varphi_s = 75^\circ$, фокусирующее поле $\beta = 7,5$ Т, энергия инжекции 0,25 и 0,75 МэВ. При энергии инжекции 0,75 МэВ оптимальная напряженность ускоряющего поля превышает величины, достигнутые в существующих ускорителях; поэтому для данного случая определен также предельный ток при меньшей напряженности поля, когда условие (3) не выполняется (величины в скобках в табл. I).

Т а б л и ц а 1
Параметры начальной части ускорителя при $\lambda = 1,5$ м, $\varphi_s = 75^\circ$, $\beta = 7,5$ Т

П а р а м е т р	Обозначение	Ед. измер.	В е л и ч и н а	
Энергия инжекции	W_0	МэВ	0,25	0,75
Радиус апертуры	R	см	1,35	2,3
Амплитуда ускоряющей волны	E_m	кВ/см	75	135 (75)
Предельный ток, ограниченный поперечным расталкиванием	$I_{\text{перп}}$	А	20	100 (175)
Предельный ток, ограниченный продольным расталкиванием	$I_{\text{прод}}$	А	8,5	45 (25)

Таким образом, проведенные оценки показывают, что в линейном высокочастотном ускорителе протонов с фокусирующим сверхпроводящим соленоидом могут быть получены предельные токи, значительно превышающие ток, достигнутый в существующих ускорителях.

Л и т е р а т у р а

1. Богомолов А.С. ДАН, т. 208, № 6, 1973, стр. 1328.
2. Бондарев В.И., Кушин В.В., Мушин В.П., Соловьев Л.Ю., Федотов А.П. Атомная энергия, т. 54, вып. 2, 1973, стр. 121.
3. Капчинский И.М. динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, м., Атомиздат, 1966.
4. Власов А.Д. Теория линейных ускорителей, М., Атомиздат, 1963.
5. Зейдлиц П.М., Ямницкий В.А. Ат. энергия, т. X, № 5, 1961, стр. 469.

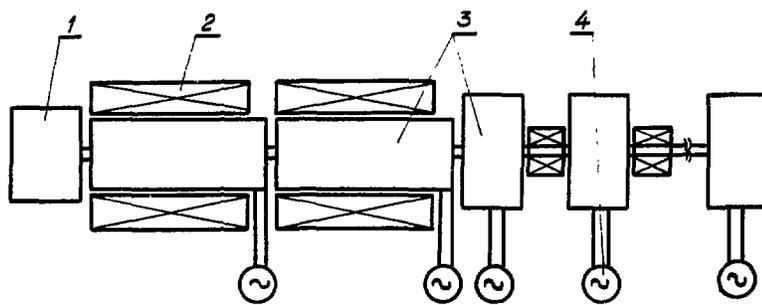


Рис. 1. Схема ускорителя. 1 - инжектор, 2 - фокусирующий соленоид, 3 - ускоряющий резонатор, 4 - высокочастотный генератор.

CONSTRUCTION OF A HIGH INTENSITY DEUTERON LINAC
WITH AN ENERGY OF 35 MeV AND AN INTENSITY OF 100 mA CW

E. W. Pottmeyer, Jr.

HANFORD ENGINEERING DEVELOPMENT LABORATORY, U.S.A.

INTRODUCTION

A decision has been made in the United States to build the Fusion Materials Irradiation Test (FMIT) facility to provide the necessary irradiation testing capabilities for the development of materials and generation of engineering data for the national fusion power program. The design objectives for the FMIT facility specify an experimental test volume of 500 cm^3 at neutron flux levels greater than $10^{14} \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sec})$, with a neutron flux spectrum representative of service conditions in fusion power reactors. The FMIT design utilizes a 35 MeV linear accelerator to provide a 100 mA CW (continuous wave) deuteron beam which produces the desired test conditions by a stripping reaction with flowing liquid metal targets located in irradiation test cells. This paper presents a general description of the FMIT project with particular emphasis on the linear accelerator design.

GENERAL DESCRIPTION

It is planned that the FMIT facility will be constructed and operated at the Hanford Engineering Development Laboratory* at Richland, Washington, in collaboration with the Los Alamos Scientific Laboratory which is responsible for the design and development of the accelerator.

The facility will be an integrated complex, consisting of an accelerator building and a test building, with an interconnecting beam transport tunnel. The design will feature underground construction of the heavily shielded rooms housing the linear accelerator and its cooling system, the irradiation test cells, and the lithium supply system. Construction is planned to start in 1980.

Previous studies have been made of using strong current linear accelerators to generate intense neutron fluxes.^[1, 2, 3] The FMIT project was begun at Hanford in late 1977 and preliminary design of the FMIT accelerator was initiated in mid-1978 by Los Alamos. The baseline design approach chosen is shown in Figure 1. The design now features a low injection energy of 100 KeV, and the use of a radio frequency quadrupole (RFQ) focusing stage between the injector and conventional drift tube linac structure very similar to the four-wire RF structure approach suggested by Kapchinskii.^[4] This approach was selected to avoid the currently unresolved problems associated with high energy injection and to take advantage of the high capture rate potential of the RFQ.

* Operated by Westinghouse Hanford Company, a subsidiary of Westinghouse Corporation, for the United States Department of Energy under Contract No. EY-76-C-14-2170.

Table I presents the preliminary design specification for the accelerator system. The system components will be conservatively designed to assure reliable operation and high availability for experimental operations. None of the parameters selected preclude the backup option to revert to the more conventional, high injection energy design approach for the front end of the machine. Beam losses must be minimized in order to avoid activation problems and minimize remote handling problems. A complete prototype of the injector, RFQ and initial sections (2-5 MeV) of the drift tube linac will be built and tested at Los Alamos. Laboratory tests are now underway to establish the fundamental behavior of the injector and RFQ concepts. Initial results from the full prototype tests are expected in late 1980. The project is planned on the basis that detailed design and procurement of the 5-35 MeV linac, high energy beam transport and controls will proceed in parallel with the prototype development program to maintain the present target date for facility operations in 1983.

Injector

The injector is a modified duoplasmatron based on a design developed by the Lawrence Livermore Laboratory. The ion source is expected to be capable of 150 mA of D^+ beam current with an extraction voltage of 100 kV. The source employs a 90° double-focusing analyzing magnet to remove the molecular ions, thus reducing the undesired ion current which would be injected into the remainder of the system. The emittance of the source is expected to be well within the requirements of the system.

RFQ

The ion source produces a direct current (DC), 100 KeV beam of deuterons while the drift tube linac requires a higher energy, bunched beam for proper operation. The interface equipment between these two sections of the accelerator will be a RFQ structure of the type described by Kapchinskii and Teplyakov. [5, 6] The RFQ is a cylindrical, copper clad radio frequency cavity about 1.3 m in diameter and 4 m long, resonant at 80 MHz, with four scalloped, internal vanes developing the bunching, accelerating and focusing fields. The structure is expected to exhibit very high capture efficiency (greater than 90%) because it captures the beam adiabatically before the beam experiences much acceleration. The clear aperture of the RFQ is 3 cm in diameter and the normalized emittance of 0.5 cm-mradians. The operating pressure for the RFQ is about 10^{-7} Torr, the same as for the drift tube linac. This pressure will be maintained by vacuum pumps mounted externally at each end of the RFQ. The cooling required to maintain accurate alignment of the RFQ is accomplished using water circulating through an external water jacket.

Drift Tube Linac

The drift tube linac is a cylindrical radio-frequency (RF) cavity approximately 2.5 m inside diameter, resonant at 80 MHz, comprised of two sectional tanks. The tanks are ring-stiffened structures, fabricated of carbon steel, copper clad on all surfaces exposed to the RF field, with a total length of approximately 33 m. Suspended within the cavities by hollow stems are a total of 77 drift tubes.

Each drift tube contains a radiation hardened quadrupole magnet. Each of the first few drift tube magnets differs each from the others. Farther along the beam line, the magnets become similar enough in characteristics that they can be grouped into identical sets with common power supplies. Water cooling for

the drift tube surfaces and the magnet coils, as well as power for the magnets, is carried to the interiors of the drift tubes through the drift tube supporting stems. The beam energy exiting the linac is 35 MeV. Transverse diaphragms between the linac tanks permit operation at a lower energy of about 20 MeV. When the machine is operated at 20 MeV, the drift-tube magnets in the section are readjusted as required to transport the beam.

The operating frequency is very sensitive to dimensional changes of the tanks. Thermal expansion alone can significantly change the RF characteristics of the resonant cavities. Therefore, all surfaces of the linac tanks are water-cooled so that the dimensions can be accurately controlled.

The linac vacuum system will maintain a pressure about 10^{-7} Torr during operation. This low pressure will keep ionization at a minimum so that high gradients in the gaps between drift tubes can be maintained. Low pressure also improves beam dynamics and reduces radioactivation of linac components.

The vacuum system concept is a conventional system expected to provide the necessary vacuum and pumping speed with high reliability. The most likely configuration is a three-stage system corresponding to roughing, intermediate and operating vacuum stages. The roughing stages, from atmospheric pressure to 10^{-3} Torr, will be pumped mechanically. The intermediate range, from 10^{-3} Torr to about 10^{-6} Torr may be pumped by either turbo-molecular or cryogenic means. The operating range, from 10^{-6} Torr down, is expected to be pumped by getter or sputter ion pumps or a combination of pump types.

Radio frequency (RF) power will be supplied to the linac tanks through coaxial transmission lines from fifteen identical RF chains comprised of power supplies, low level amplifiers, power amplifiers, and control circuits. A crystal control master oscillator will generate the reference signals for frequency and phase control for the overall system. The number of RF chains feeding each tank will be one more than the minimum number required to produce the necessary power. If one amplifier fails, the output power of the remaining amplifiers will be increased to hold the tank field amplifier to the required value. A typical RF chain is illustrated in Figure 2.

High Energy Beam Transport

The high energy beam transport system is designed to transport the beam of 20 MeV or 35 MeV deuterons from the linac to the lithium target, and to provide at the target an achromatic beam of specific size. The present design incorporates a Y-configuration to transport the beam to either of two test cells. The design will provide adequate space for beam diagnostic equipment, vacuum pumps and the radiation hardened magnets. The beam line length is about 25 m from the linac to the target. The separation between the two targets will be about 8 m. Automatic, quick-closing gate valves located near the end of each beam transport line will block the passage of contaminants in the event of a target rupture. A beam dump will be provided for use during preliminary operation and tune-up of the accelerator. It will be designed for continuous use at low current and for limited periods at high current.

Control System

The facility will provide a central digital computer control station and three local control stations for the accelerator injector, drift tube linac, and beam transport system. The central control console will be designed to allow

one operator to control all facility systems during normal operating conditions. The local control stations will be used for accelerator tune-up and maintenance and will provide capability for continued operation should the central control station become inoperable.

Beam diagnostic instrumentation will provide information to the central control system for beam control and to provide a history of beam-on-target performance. Diagnostic information will include: quantity of beam, location and density profile of the beam, time and energy distribution of the beam, and emittance of the beam exiting the RFQ. The sensors must be non-interceptive for the most part due to the high power of the beam. Inductive interactions with the electromagnetic field of the beam will be the principal technique employed, although electro-optic sensors may be important components of the overall diagnostic system.

CONCLUSION

The FMIT facility uses a CW linear accelerator as a practical method of obtaining the test volumes and intensity of neutron fluxes desired for investigations of candidate materials for fusion power reactors. The use of the RFQ focusing stage, between the low voltage injector and main drift tube linac structure, is a major accelerator feature intended to provide high capture with a low injection energy to meet the objective of building a reliable, easily maintained accelerator.

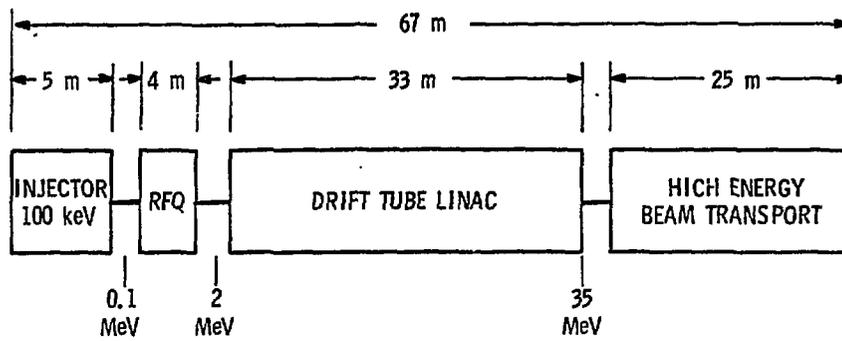
REFERENCES

1. P. Grand and A. N. Goland, Proton Linear Accelerator Conference, Chalk River, Canada, September 14-17, (1976).
2. P. Grand, K. Batchelor, R. Chasman, and R. Rheaume, Proton Linear Accelerator Conference, Chalk River, Canada, September 14-17, (1976).
3. J. Staples, D. Clark, H. Grunder, H. Lancaster, et al, Proton Linear Accelerator Conference, Chalk River, Canada, September 14-17, (1976).
4. I. M. Kapchinskii, Pribory i Tekhnika Éksperimenta, No. 4, 23-26, (1977).
5. I. M. Kapchinskii and V. A. Teplyakov, Pribory i Tekhnika Éksperimenta, No. 2, 119, (1970).
6. I. M. Kapchinskii and V. A. Teplyakov, Pribory i Tekhnika Éksperimenta, No. 4, 17, (1970).

TABLE I
 FMIT ACCELERATOR SYSTEM
 PRELIMINARY DESIGN SPECIFICATIONS

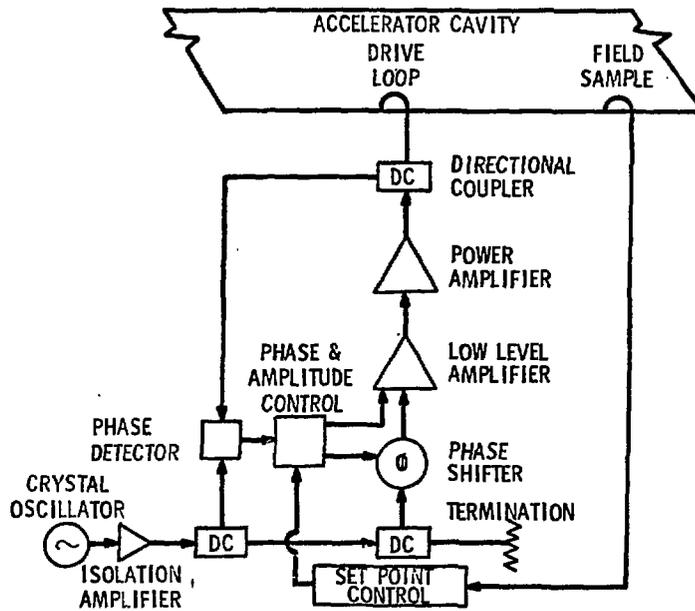
<u>General</u>	
Particle	Deuterons
Output Energy	20 and 35 MeV
Beam Current on Target	100 mA
Duty Factor	100%
<u>Injector</u>	
Ion Source Type	Modified Duoplasmatron
Ion Source Current	~150 mA
Injection Energy	100 KeV
Number of Injectors	1
<u>RFQ</u>	
Frequency	80 MHz
Average Accelerating Gradient	0.5 MV/m
Output Energy	2 MeV
Cavity Inside Diameter	1.3 m
Cavity Length	4 m
<u>Drift Tube Linac</u>	
Frequency	80 MHz
Average Accelerating Gradient	1 MV/m
Synchronous Phase Angle	30%
Number of Tanks	2
Number of Drift Tubes	77
Cavity Inside Diameter	2.5 m
Cavity Total Length	33 m
RF Power: Beam	3400 kW
Cavity Losses	2630 kW
Total	6130 kW
Operating Pressure	~10 ⁻⁷ Torr
<u>Beam Transport</u>	
Transport Distance	25 m
Number of Targets	2
Aperture	~150 mm

FIGURE 1
FMIT ACCELERATOR BASELINE DESIGN



HEDL 7810-012.3

FIGURE 2
TYPICAL RF CHAIN



HEDL 7810-012.2

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА ПРОТОНОВ
В КАНАЛЕ ИНЖЕКЦИЙ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

А.Н.Мираоян, П.Н.Остроумов, Г.В.Романов, А.П.Фатеев

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Режим работы канала инжекции сильноточного пучка протонов в линейный ускоритель (ЛУ) должен обеспечивать расчетный ток в согласованном с акселтансом ЛУ фазовом объеме. Чтобы получить высокую фазовую плотность частиц на входе ускорителя, необходим тщательный расчет "оптики" инжекционного тракта, то есть выбор структуры канала, типа и величины фокусирующих полей.

Сложность оптимального (с точки зрения получения требуемых параметров пучка) выбора внешних фокусирующих полей связана с тем, что сильноточный пучок имеет большое число степеней свободы. Поэтому при расчете каналов транспортировки сильноточных пучков приходится пользоваться усредненными характеристиками пучка. Если количество таких характеристик меньше количества внешних варьируемых параметров (например, градиентов фокусирующих полей), то последние можно оптимизировать таким образом, чтобы обеспечить требуемый пучок на выходе канала.

Число параметров, описывающих сильноточный пучок, можно уменьшить до минимума, если воспользоваться среднеквадратическими размерами пучка

$$R_x = \left(\sum_{i=1}^N \frac{x_i^2}{N} \right)^{1/2}, \quad R_y = \left(\sum_{i=1}^N \frac{y_i^2}{N} \right)^{1/2},$$

которые дают информацию о поведении пучка в среднем. Уравнения для R_x, R_y имеют вид:

$$\begin{aligned} R_x'' + K_x R_x - \frac{E_x^2}{R_x^3} - \frac{\Lambda}{2(R_x + R_y)} &= 0, \\ R_y'' + K_y R_y - \frac{E_y^2}{R_y^3} - \frac{\Lambda}{2(R_x + R_y)} &= 0, \end{aligned} \quad (I)$$

где коэффициенты $K_{x,y}$ описывают действие внешних фокусирующих полей, $E_{x,y}$ - среднеквадратический эмиттанс, $\Lambda = \frac{2I}{I_0 \beta^3 \gamma^3}$ - кулоновский параметр, I - ток пучка, βc - продольная скорость (постоянная для всех частиц), γ - релятивистский фактор, $I_0 = 3,14 \cdot 10^7$ А для протонов, N - число частиц на единицу длины; штрих означает дифференцирование по продольной координате Z .

Легко видеть, что уравнения (I) для удвоенных среднеквадратических размеров (СКР) точно совпадают с уравнениями для огибавших Капчинского [1], которые являются самосогласованными при микроканоническом распределении частиц. Это объясняется тем, что в случае микроканонического (равномерного в реальном пространстве) распределения структура функции распределения не меняется и, следовательно, в любой момент времени огибавшая в два раза больше СКР. Очевидно, что уравнения (I), как и уравнения для огибавших, допускают оптимизацию параметров и согласование фазового объема пучка с акселтансом ускорителя.

В случае произвольной функции распределения удвоенный СКР, вообще говоря, не совпадает с огибавшей. Однако, как показано в работе [2], это отличие неве-

лико, и уравнения (1) могут быть использованы в практических расчетах при произвольных начальных распределениях. Расчет канала транспортировки сильноточных пучков проводится в следующей последовательности:

1. С помощью уравнений (1) для СКР выбирается структура канала, определяются тип и напряженности фокусирующих полей. Такой выбор осуществляется на основе специальной оптимизирующей программы, позволяющей получать согласованный 4-мерный фазовый объем. Эта часть расчета может быть выполнена оперативно на ЭВМ среднего класса. В качестве начальных данных берутся среднеквадратические параметры пучка (среднеквадратический радиус и эмиттанс).

2. Выбранный "оптимальный" вариант обчисляется затем методом "крупных" частиц. Метод "крупных" частиц позволяет уточнить оптику канала и, кроме того, получить распределение частиц в любой точке канала. Знание функции распределения дает дополнительную информацию о поведении эмиттанса пучка, появлении ореола и т.п. Поскольку метод "крупных" частиц требует много машинного времени, его целесообразно использовать на конечном этапе расчета канала.

Эффективность описанного подхода проверена при расчете сильноточного тракта инжекции мезонной фабрики ИЯИ АН СССР [3], состоящего из 9 коротких соленоидов, 3 квадрупольных дублетов и 2 поворотных магнитов. Результаты расчета приведены на рис.1.

В качестве примера согласования на рис.2 изображены фазовые портреты на выходе канала при токе 75 мА ($A \approx 0,75 \cdot 10^{-4}$). Рост эффективного эмиттанса иллюстрируется данными, приведенными в таблице:

I , мА ток пучка	75		150		300	
Относительная доля тока, %	50	95	50	95	50	95
Относительный рост эмиттанса E/E_0	1,07	1,20	1,07	1,41	1,25	2,23

Из таблицы видно, что с повышением тока пучка площадь, занимаемая "ореолом", увеличивается; "ядро" пучка искажается слабо.

Было исследовано также влияние начального распределения частиц на выходные характеристики пучка. Для этого в качестве начальных функций распределения были взяты:

- а) 4-мерное гауссово распределение,
- б) 4-мерное равномерное распределение,

в) гауссово распределение по сечению пучка (двугорбое на фазовой плоскости), причем среднеквадратические параметры для всех трех случаев одинаковы. Результаты численного эксперимента показали, что все характеристики пучка отличаются друг от друга менее чем на 8%. Отсюда можно сделать вывод, что для определения режима работы канала инжекции достаточно знать среднеквадратические размеры пучка на выходе из ионного источника.

При расчете каналов инжекции, состоящих из соленоидов, используются различные аппроксимации магнитного поля соленоидов. Анализ фазовых портретов пучка показал, что наиболее приемлемой для быстрых расчетов является "прямоугольная" модель магнитного поля. Более точное согласование с аксептансом ДУ должно быть проведено с учетом реального распределения магнитного поля.

Л и т е р а т у р а

1. И.М.Капчицкий. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, М., Атомиздат, 1966.
2. Л.Н.Остроумов, Г.В.Романов, А.И.Фатеев. Письма в ЖТФ, 4, 804 (1978).
3. Б.П.Мурин. Тр. III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 2-4 октября 1972 г.), т.1, изд-во "Наука", М., 1973, стр.324.

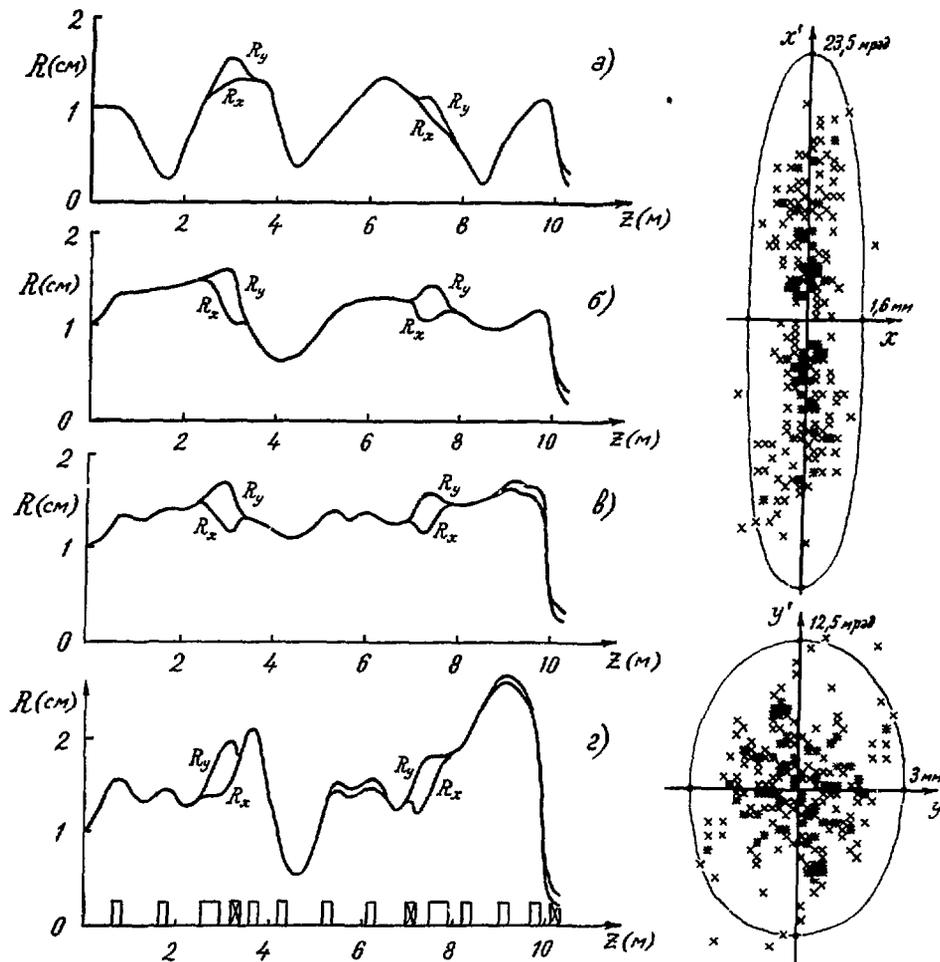


Рис. 1. Среднеквадратический размер пучка в канале инжекции. а) $I = 0$; б) $I = 75$ мА; в) $I = 150$ мА; г) $I = 300$ мА.

Рис. 2. Фазовые портреты пучка на выходе канала инжекции. Сплошной линией нанесен аксептанс ЛУ ($I = 75$ мА).

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПУЧКА КОМПАКТНОГО 103-СМ ЦИКЛОТРОНА

А.В.Гальчук, А.В.Степанов, Ю.А.Стогов

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

Компактный циклотрон с диаметром полюсов 103 см [1] предназначен для ускорения ионов водорода, дейтерия, гелия-3 (+2) и гелия-4 (+2) с регулированием конечной энергии в диапазоне $5+20 Z^2/A$ МэВ.

Структура магнитного поля циклотрона трехсекторная, слабоспиральная, с максимальным углом спиральности 35 градусов на конечном радиусе ускорения. Секторные накладки толщиной 24 мм при расстоянии между полюсами 120 мм создают азимутальную вариацию магнитного поля, достаточную для стабильности аксиальных колебаний пучка максимальной энергии. Четыре пары концентрических обмоток небольшой мощности (суммарная мощность питания до 200 Вт) служат для обеспечения изохронизма во всем диапазоне изменения энергии и типа частиц. Две группы "гармонических" обмоток, катушки которых расположены в каждой "долине" между секторами, вносят корректирующие азимутальные возмущения магнитного поля типа первой гармоники в центральной зоне и зоне конечных радиусов ускорения.

Ускорение частиц в циклотроне осуществляется двухдуантной резонансной системой. Дуанты имеют угловую протяженность 180 градусов в центре циклотрона, а затем, начиная с середины полюса, их угловая протяженность плавно уменьшается до 140 градусов на конечных радиусах ускорения. Благодаря срезам дуантов освобождается место под установку электростатического дефлектора с одной стороны и внутренней мишени и измерительного пробника — с другой.

Источник ионов циклотрона (дуговой, с накаливаемым катодом, мощностью до 1 кВт) позволяет получать пучки ускоренных частиц, в том числе двухзарядных ионов гелия-3 и гелия-4, интенсивностью до 200 мкА. Он вводится в ускорительную камеру аксиально через отверстие в верхней балке в полюсе электромагнита.

В 1972 году на стенде института был осуществлен пуск прототипа циклотрона. С 1974 года головной образец ускорителя успешно работает в Або Академии, г. Турку (Финляндия). В настоящее время еще два образца циклотрона находятся в стадии изготовления.

Формирование пучка в центральной области циклотрона

Особенностью магнитного поля 103-см циклотрона, которая, по-видимому, характерна и для других компактных циклотронов, является то, что азимутальная вариация поля начинается практически с первых оборотов пучка. Эта особенность приводит к тому, что в циклотроне, вследствие несовпадения периодичности магнитной и ускоряющей структур, в сильной степени проявляется, так называемый резонанс пересечения вазора [2], который по эффекту аналогичен действию первой гармоники магнитного поля.

Вторая особенность связана с аксиальным вводом довольно мощного источника ионов. Еще в процессе формирования магнитного поля циклотрона стало очевидным, что получение устойчивого и изохронного ускорения в центре из-за смеще-

ния аксиального отверстия под источник ионов от центра полюса невозможно без введения первой гармоники магнитного поля [3].

Указанные эффекты приводят к дополнительному движению центров орбит. Для иллюстрации на рис. 1 приведена диаграмма движения центров орбит в процессе ускорения в векторной форме. Каждый вектор на диаграмме, с учетом прецессии в магнитном поле при $\psi \neq \pi$, соответствует определенному эффекту. Кроме вышеперечисленных здесь приведены обычные эффекты смещения источника вдоль оси дуантов и несимметрия электрического поля относительно этой оси. Сумма векторов дает положение центра орбиты частицы, вышедшей из ионного источника при определенной фазе относительно ускоряющего напряжения.

Для получения в циклотроне пучка высокого качества последний прежде всего необходимо "центрировать" т.е. добиваться того, чтобы на любом азимуте параметры траектории ускоренного пучка точно соответствовали параметрам замкнутых равновесных орбит, рассчитанных с учетом эффектов ускорения [4].

Как показали расчеты, с учетом ограниченных возможностей юстировки ионного источника из-за его аксиального ввода, получить "центрированный" пучок с высокой интенсивностью при помощи регулирования положения источника или подстройки дуантного напряжения можно только для ряда режимов из всего диапазона изменения энергии циклотрона. С другой стороны, для центрирования пучка оказалась весьма эффективной центральная группа гармонических обмоток. На рис. 2 приведено радиальное распределение ее магнитного поля (амплитуды первой гармоники). Стрелками указаны средние радиусы витков ускоренных протонов. Подбором соответствующих амплитуды и фазы первой гармоники, вносимой центральными обмотками, можно устранить смещение орбит вплоть до 12-15 мм.

На циклотроне, таким образом, во всех режимах ускорения реализован режим постоянства положения ионного источника и фиксированной величины дуантного напряжения. Это позволило повысить надежность работы и удобство обслуживания циклотрона, а также избежать трудностей с получением интенсивных пучков в диапазоне низких энергий.

Расчеты траекторий для конечного фазового объема пучка и конечного интервала фаз относительно ускоряющего напряжения позволили решить вопрос о начальном качестве пучка. В расчетах величина исходного эмиттанса была принята равной 200 мм·мрад (для энергии, соответствующей выходу пучка из первого ускоряющего промежутка источник - пуллер). Интервал стартовых фаз составлял от +10 до -30 градусов. Приведенная на рис. 1 заштрихованная область заполнена центрами орбит для вышеперечисленных начальных условий. Здесь же нанесено положение центра ускоренной равновесной орбиты. Эти данные соответствуют реализованному на практике режиму ускорения протонов до конечной энергии 18 МэВ. В расчетах использовались реальные магнитное и электрическое поля, а также данные по азимутальным неоднородностям, внесенным центральными гармоническими обмотками. Из рисунка видно, что величина когерентной амплитуды колебаний меньше величины некогерентной, причем последняя в расчетах не превышала 1,5 - 2,0 мм.

Особенности выпуска пучка

Главная особенность ускорения в основной зоне заключается в том, что пучок, находящийся на равновесной орбите, является смещенным относительно центра полюса электромагнита циклотрона. Это смещение вызвано действием резонанса пересечения зазора, который проявляется на всех радиусах ускорения, а также тем обстоятельством, что даже в удачно сформированном магнитном поле циклотрона невозможно ожидать, чтобы азимутальные неоднородности типа первой

гармоники по амплитуде были ниже 2 - 3 Гс. Кроме того, гармонические обмотки, с помощью которых осуществляется оптимизация режима выпуска пучка из циклотрона, по своей конструкции не являются короткодействующими. При реальных геометрических размерах катушек зона действия возмущения поля такова, что, например, для случая ускорения протонов до максимальной энергии она соответствует примерно двум циклам прецессии бетатронных колебаний. Это также приводит к ускорению смещенного пучка.

Ускорение смещенных орбит не сопровождается ухудшением качества пучка, так как не происходит прецессии центров этих орбит. Пучок в процессе набора энергии продолжает оставаться на динамической равновесной орбите, положение которой относительно центра полюса определяется указанными эффектами смещения.

При выпуске пучка амплитуда и фаза возмущения магнитного поля от гармонических обмоток в конечной зоне ускорения подбираются такими, чтобы вместе с первой гармоникой, присущей магнитному полю, и эффектом резонанса пересечения зазора сместить пучок в направлении максимального разделения орбит на азимуте входа пучка в дефлектор в результате прецессии в спадающем магнитном поле после прохождения резонанса радиальных колебаний $\nu_r = 1$.

Проведены численные расчеты по ускорению пучка с учетом его конечного фазового объема, соответствующего полученному в результате предварительных расчетов формированию пучка в центральной области. На рис. 3 представлены результаты этих расчетов, по которым можно проследить эволюцию эллипса, изображающего пучок на фазовой плоскости, в процессе ускорения. Значительное разделение витков после прохождения резонансной зоны, составляющее 5-6 мм, позволяет использовать достаточно толстый (1-1,5 мм) септум дефлектора и получить высокую эффективность выпуска (до 70%). Допустимые потери пучка на таком септуме составляли до 1,5 кВт, что позволило довести интенсивность внешнего пучка до 70-100 мкА.

Заключение

В процессе проведения экспериментальных работ по наладке и опытной эксплуатации компактного циклотрона были получены данные, подтверждающие отмеченные выше особенности ускорения и выпуска пучка.

Например, хорошее центрирование пучка нашло подтверждение в многочисленных измерениях при помощи Δr -электрода, которые показали отсутствие прецессии орбит, несмотря на то, что ускоренный пучок как целое был смещен на несколько миллиметров относительно геометрического центра электромагнита циклотрона. Окончательная оптимизация режима выпуска пучка всегда проводилась путем подстройки токов гармонических обмоток.

Высокое качество пучка и существенное разделение орбит в спадающем магнитном поле обуславливает эффективность выпуска в большинстве режимов ускорения 60-70%.

Следует также отметить важную особенность реализованного резонансного выпуска пучка, состоящую в том, что, несмотря на широкую полосу ускоряемых фаз (в нашем случае до 40 град.), при тщательной подстройке фазового движения можно ожидать, что разброс по энергии в выпущенном пучке будет значительно меньше величины прироста энергии за оборот. Во многих режимах ускорения на циклотроне была получена ширина энергетического спектра, равная 0,2-0,3% (на половине интенсивности) при токе выпущенного пучка до 50-70 мкА.

Л и т е р а т у р а

1. Богданов П.В., Гальчук А.В., Давыдов М.С., Крымов Е.Б., Павлов Г.М., Степанов А.В., Стогов Ю.И. Параметры пучка 103-см компактного циклотрона. Труды 5 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 5-7 октября 1976 г.), М., "Наука", 1978, т. I, с. 174.
2. Gorbon M.M. The electric gap-crossing resonance in a three-sector cyclotron. Nucl. Instr. and Methods, 18-19 (1962), p.268-280.
3. Галаев А.Н., Гальчук А.В., Рябова Л.А., Степанов А.В., Стогов Ю.И. Магнитное поле 103-см компактного циклотрона. Препринт В-0347, Л., НИИЭФА, 1978 .
4. Gorbon M.M. Signal turn extraction. IEEE Trans. on Nucl.Sci., NS-13, No.4 (1966), p.48-57.

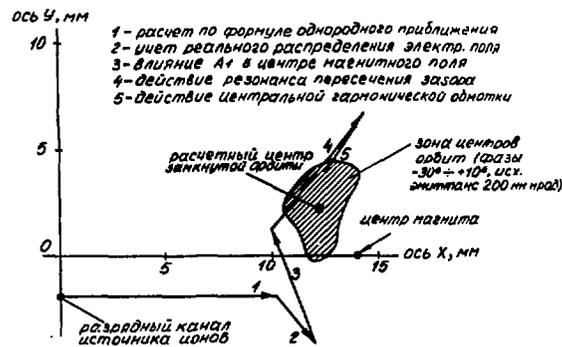


Рис.1. Движение центров орбит при ускорении в векторной форме. Указана зона центров орбит на радиусе, равном половине конечного. Величина магнитного поля в центре равна 1,38 Т. Ускорение протонов при дуантном напряжении 30 кВ.

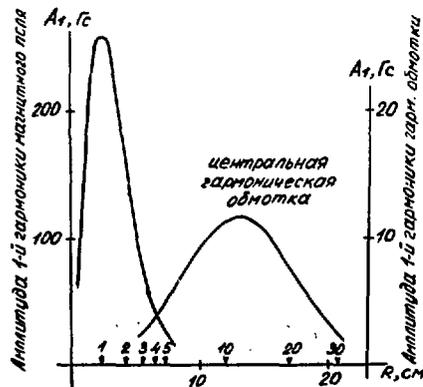


Рис.2. Радиальное распределение амплитуд первой гармоники, внесенных смещенным отверстием под ионный источник (слева) и центральной группой гармонических обмоток при номинальном токе в них. Характеристики режима ускорения те же, что и на рис. 1. Стрелками указаны средние радиусы витков.

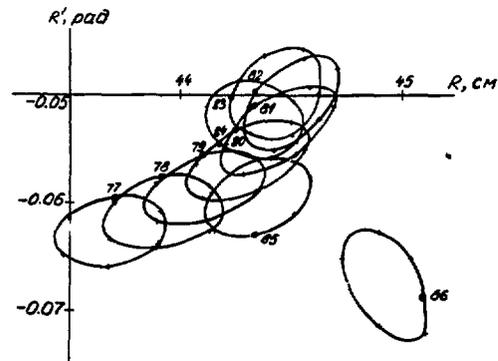


Рис.3. Эволюция эллипса, изображающего пучок на фазовой плоскости, в процессе резонансного выпуска на азимуте входа в дефлектор. Расчет ускорения проведен от середины полюса. Указаны номера последних оборотов.

УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА СИНХРОЦИКЛОТРОНА ЛЛЯФ им.Б.П.КОНСТАНТИНОВА АН СССР ЗА СЧЕТ УЛУЧШЕНИЯ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКИ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Н.К.Абросимов, С.П.Дмитриев, А.В.Куликов, Г.Ф. Михеев, Г.А.Рябов

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

1. Введение

В последние годы прогресс в развитии экспериментальных и прикладных исследований на протонных ускорителях средних энергий в значительной мере связан с повышением интенсивности и улучшением качества ускоряемого пучка. В связи с этим весьма актуальной стала задача реконструкции крупных действующих синхротронов (СЦ) с целью сокращения разрыва по уровню интенсивности пучков с существующими и строящимися мезонными фабриками. Можно указать на известные программы реконструкции СЦ ОИЯИ [1,2], ЦЕРН [3] и НЕВИС [4], которые связаны с радикальной перестройкой основных узлов ускорителя.

Представляет интерес также и поиск других путей увеличения интенсивности пучка СЦ, не связанных с его капитальной реконструкцией. Одним из таких путей для СЦ с открытым ионным источником (ИИ) является увеличение вертикальной фокусировки в центральной области ускорителя, где дефокусирующие силы, вызванные наличием пространственного заряда, ограничивают интенсивность пучка. До настоящего времени наибольший успех в этом направлении был достигнут на СЦ ОИЯИ, где для вертикальной фокусировки протонов в центральной области СЦ были использованы электростатические поля, обеспечивавшие при сравнительно небольших напряжениях на электродах получение фокусирующих сил, превышающих силы магнитной фокусировки в несколько раз [5]. Разработанная в ОИЯИ фокусирующая система в течение ряда лет использовалась на СЦ ЛЛЯФ, где за счёт этой системы было получено увеличение интенсивности пучка в два раза.

В настоящей работе описывается разработанная в ЛЛЯФ АН СССР новая система формирования фокусирующего электростатического поля. Применение этой системы на СЦ ЛЛЯФ привело к увеличению интенсивности ускоряемого пучка в три раза по сравнению с предыдущей системой фокусировки [5], при этом интенсивность пучка внутри камеры составила 2,3 мкА, а выведенного пучка - 0,7 мкА.

2. Описание фокусирующей системы

Конструкция фокусирующей системы ЛЛЯФ представлена на рис.1. Для формирования фокусирующего электростатического поля используется система трёх электродов. Расположенные симметрично относительно центра ускорителя дуант и боковой электрод находятся под потенциалом отрицательного смещения дуанта $U_{см}$ (до -3 кВ), а установленный в зазоре между ними фокусирующий электрод имеет положительный потенциал $U_{ф}$ (до 15 кВ). Зазор между дуантом и боковым электродом - 120 мм, ширина фокусирующего электрода - 60 мм. Апертура дуанта и бокового электрода - 120 мм, расстояние по вертикали между пластинами фокусирующего электрода - 140 мм. Длина фокусирующего электрода ~ 200 мм. Пластины бокового и фокусирующего электрода заземлены по высокой частоте через керамические конденсаторы

и охлаждаются при помощи тепловых труб, выполненных из кварцевого стекла и заполненных CCl_4 .

Для обеспечения оптимальных условий работы ИИ вне зависимости от величины потенциала, подаваемого на фокусирующий электрод, последний конструктивно совмещён с разрядными камерами (анодами) ИИ. При этом дуга ИИ находится под потенциалом пластин фокусирующего электрода.

На рис.2 приведена зависимость от радиуса эффективной величины показателя спада для электростатического поля системы $n_{ЭЛ}$ при $U_{Ф} = 15$ кВ и $U_{СМ} = -3$ кВ. Здесь же представлены величина показателя спада магнитного поля $n_{М}$, а также сумма $n_{ЭЛ} + n_{М}$. Видно, что выбранная геометрия электродов фокусирующей системы обеспечивает на малых радиусах достаточно высокие значения $Q_{Э}^2 = n_{ЭЛ} + n_{М}$.

Наличие плазменного столба ИИ, находящегося под высоким положительным потенциалом фокусирующего электрода, приводит к возникновению в центральной области значительных (до 3 кВ/см) радиальных составляющих электростатического поля. Поскольку вблизи центра ускорителя распределение электрического поля оказывается близким к азимутально-симметричному, эти радиальные составляющие не вызывают прецессии центрированных орбит и не дают вклада в увеличение амплитуд радиальных бетатронных колебаний.

С другой стороны, наличие радиальных составляющих электростатического поля приводит к существенному изменению зависимости частоты обращения протона от радиуса. В связи с этим для корректировки формы частотной программы $f(t)$ были установлены триммерные конденсаторы, подключённые к задней части дуанта. При увеличении ёмкости этих конденсаторов происходит уменьшение максимальной резонансной частоты ВЧ-системы f_{max} и диапазон частот захвата сдвигается в область с меньшими значениями производной df/dt . В исходном режиме величина $f_{max} = 30,1$ МГц, диапазон частот захвата при $B_0 = 1,948$ Т составляет $29,75 \pm 29,62$ МГц, а величина $df/dt \sim 1,5$ кГц/мкс.

Основной трудностью реализации описываемой фокусирующей системы явилось возникновение разряда Пеннинга вблизи находящегося под положительным потенциалом фокусирующего электрода. Этот разряд не только сильно нагружает источник питания фокусирующего электрода, но и приводит к нежелательному нагреву и распылению конструктивных элементов системы. Для уменьшения влияния этого разряда применена импульсная схема питания фокусирующего электрода с длительностью импульса около 200 мкс.

3. Экспериментальные результаты

На рис.3. приведена зависимость относительной величины интенсивности выведенного пучка СЦ от напряжения, подаваемого на фокусирующий электрод при различных значениях f_{max} ($U_{СМ} = -2$ кВ).

Для $f_{max} = 30,1$ МГц (кривая а) при увеличении напряжения $U_{Ф}$ от 0 до 6 кВ наблюдается повышение интенсивности выведенного пучка примерно в 4,4 раза. Однако дальнейший рост $U_{Ф}$ приводит к уменьшению интенсивности, что можно объяснить влиянием радиальной составляющей электростатического поля на радиально-фазовое движение. Корректировка формы частотной программы в сторону уменьшения производной (кривые б и в) приводит к дальнейшему повышению интенсивности до 8,5 раз (по сравнению с $U_{Ф} = 0$) и продвижению в область более высоких значений $U_{Ф}$. Значение $f_{max} = 29,5$ МГц является оптимальным. Дальнейшее уменьшение f_{max} и увеличение $U_{Ф}$ приводит уже к меньшим значениям интенсивности пучка. Это может быть объяснено тем обстоятельством, что при больших значениях $U_{Ф}$ и, следовательно, при больших значениях радиальной составляющей поля имеет место несогласованность формы частотной программы и зависимости частоты обращения прото-

на от радиуса. Аналогичные зависимости получаются и для интенсивности внутреннего пучка.

Спектр амплитуд радиальных бетатронных колебаний измерялся на радиусе 293 см стандартным методом измерения временного распределения интенсивности вторичного γ -излучения, возникающего при взаимодействии пучка протонов с внутренней мишенью ускорителя. Увеличение U_{ϕ} не приводило к существенному изменению спектра радиальных амплитуд, хотя и вызывало смещение максимума их распределения на 2 - 3 см в сторону меньших амплитуд, а также приводило к некоторому обогащению области спектра с малыми амплитудами.

Измерение спектра амплитуд вертикальных бетатронных колебаний производилось на радиусе 120 мм. При изменении в широких пределах фокусирующего напряжения U_{ϕ} и интенсивности пучка ускорителя существенного изменения спектра амплитуд вертикальных колебаний не обнаружено. Сохранение неизменным вертикального размера пучка при увеличении фокусирующих сил и интенсивности ускорителя свидетельствует о наличии независимых от электростатических полей факторов, ограничивающих вертикальные амплитуды в центре ускорителя, как, например, апертура фокусирующего электрода или дуанта.

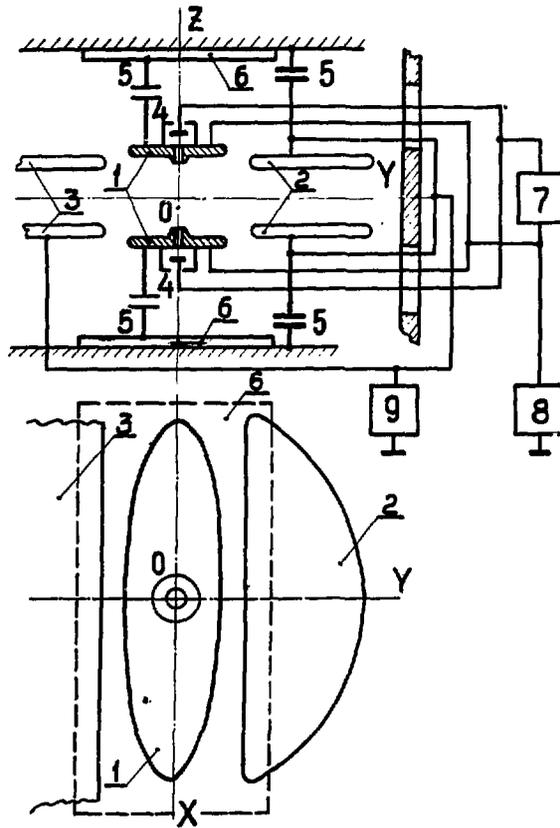
Влияния фокусирующей системы на азимутальные размеры пучка также не обнаружено.

4. Заключение

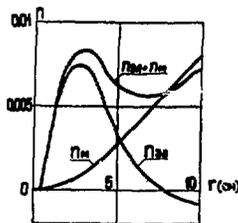
Предложена новая схема для создания фокусирующего электростатического поля в центральной области ЦЦ. Система опробована на ЦЦ ЛИАФ и дала трёхкратное увеличение интенсивности пучка по сравнению с ранее использованной системой фокусировки [5]. Достигнутое увеличение интенсивности пучка нельзя считать предельным для данного метода фокусировки. Необходима дальнейшая оптимизация геометрии электродов и подбор более оптимальных соотношений между формой спада магнитного поля в центральной области ЦЦ и формой начальной части частотной программы.

Л и т е р а т у р а .

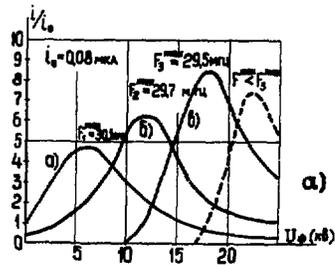
1. А.А.Глазов и др. Атомная энергия, 27, 16, 1969.
2. А.А.Глазов и др. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. 168, М., "Наука", 1972.
3. H. Beger et al. Seventh International Conference on Cyclotrons and their Applications p. 49, 1975.
4. R. Cohen et al. Seventh International Conference on Cyclotrons and their Applications, p. 57, 1975.
5. В.И. Данилов и др. Труды Международной конференции по ускорителям, стр. 591, М., "Наука", 1964.



Р и с. 1. Схема электростатической фокусирующей системы синхротрона ДИЯФ АН СССР; 1 - фокусирующий электрод, 2 - боковой электрод, 3 - дуант, 4 - ионный источник, 5 - блокировочные конденсаторы, 6 - подставка, 7 - блок питания ионного источника, 8 - блок питания фокусирующего электрода, 9 - источник напряжения смещения дуанта и бокового электрода.



Р и с. 2. Зависимость показателя преломления магнитного поля n_M и эффективного показателя преломления электростатического поля $n_{ЭЛ}$ от радиуса ($U_{Ф} = 15$ кВ, $U_{СМ} = 3$ кВ).



Р и с. 3. Зависимость интенсивности внешнего пучка от величины фокусирующего напряжения.

ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЬНО-
-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

Г. И. Бацких, И. К. Гуслищев, К. В. Кузнецов

Московский радиотехнический институт АН СССР

Г. Л. Саксаганский

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

В. Д. Бурлаков, С. К. Есин, О. Д. Пронин

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Вакуумную систему ускорительно-накопительного комплекса на энергию 600 МэВ^{1/1} можно условно разделить на ряд зон, как это показано на рисунке I. На первом этапе сооружения линейного ускорителя энергия ускоренного пучка будет достигать 250 МэВ, после чего пучок по каналу транспортировки будет направляться в экспериментальный комплекс.

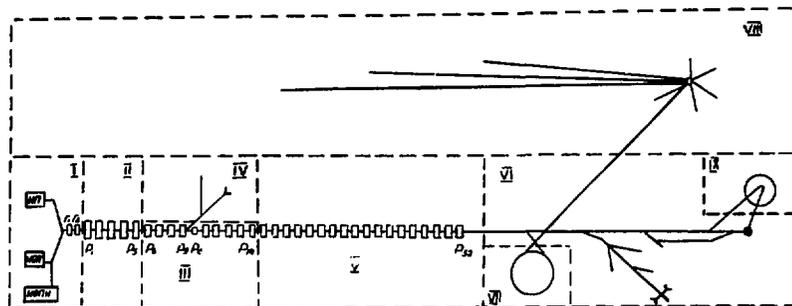
В экспериментальном комплексе в районе мишеней и ловушек пучков вакуумное оборудование будет работать в условиях повышенной радиации. Поэтому откачное оборудование предполагается разместить за защитой, а также проводить дистанционное обслуживание оборудования с помощью манипуляторов, используя быстроразъемные соединения (рис. 2) и сварные соединения с дистанционным выполнением сварки и резки.

В других частях мезонной фабрики вакуумная система должна обеспечить потери при движении пучков заряженных частиц (за счет перезарядки и рассеяния) не более допустимой величины. Уровень допустимых потерь выбирался исходя из критерия радиационной чистоты, когда возможно безопасное, без переоблучения, обслуживание оборудования^{1/2}.

Основной режим работы мезонной фабрики — работа с двухкомпонентным пучком H^+ и H^- или H^+ и H^- поляризованным. В связи с тем, что ионы H^- имеют очень большие сечения неупругих взаимодействий^{1/3}, они легко распадаются при столкновениях с молекулами остаточных газов и дают основной вклад в активацию оборудования по сравнению с другими потерями пучка. Поэтому для обеспечения радиационной чистоты как ускорителя, так и каналов транспортировки требуется уменьшить на 1-2 порядка концентрацию остаточного газа по сравнению с обычными ускорителями.

Расчет допустимых давлений остаточных газов по тракту пучков заряженных частиц производится в соответствии с данными работы^{1/4} о допустимых потерях ускоренного пучка на остаточном газе.

Допустимые потери пучка для начальной части ЛУ ($E < 100$ МэВ) не должны превышать 0,8 нА/м, а при больших энергиях — 0,063 нА/м. В соответствии с этими уровнями допустимых потерь пучков были рассчитаны допустимые давления остаточных газов. Для разных зон мезонной фабрики они составляют: для инжектора протонов — $8 \cdot 10^{-6}$ Тор, для инжекторов отрицательных ионов — $1 \cdot 10^{-7}$ Тор, для начальной части ЛУ — $1 \cdot 10^{-7}$ Тор, для основной части ЛУ и каналов транспортировки H^- — $5 \cdot 10^{-8}$ Тор, для каналов транспортировки протонов — $2 \cdot 10^{-6}$ Тор, для накопителя-группирователя $1 \cdot 10^{-9}$ Тор.



Р и с . I Блок-схема вакуумной системы мезонной фабрики

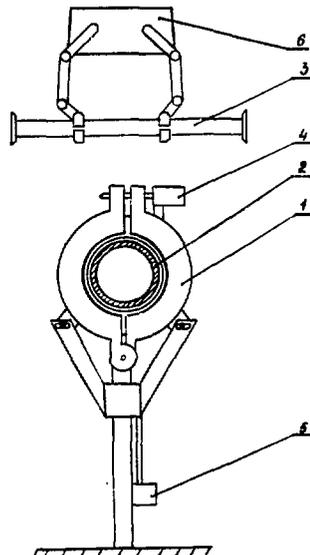
I - Инжекторный комплекс. ИИ-инжектор протонов. ИОИ-инжектор отрицательных ионов. ИОШИ-инжектор отрицательных поляризованных ионов. Γ_1, Γ_2 - группирователи. П-Начальная часть ускорителя $P + P_5$ - резонаторы. Ш - Основная часть ускорителя на энергию 250 МэВ с выводом пучка с энергией 160 МэВ. ИУ-Каналы транспортировки пучков с энергией 160 МэВ. У-Основная часть ускорителя на энергию 600 МэВ (перспектива развития). VI - Каналы транспортировки пучков экспериментального комплекса. УП - Накопитель-группирователь. УШ - Нейтронный комплекс. IX - Нейтринный комплекс.

Источниками газовой нагрузки являются:

- 1) сосредоточенные потоки газа из ионных источников, что характерно для инжекторного комплекса;
- 2) распределенные потоки водорода, обусловленные потерями тока ускоренных пучков по тракту ускорения или транспортировки;
- 3) распределенные потоки теплового газовыделения со стенок;
- 4) распределенные потоки стимулированного газовыделения под влиянием распадающихся по тракту пучка ускоренных ионов;
- 5) распределенные потоки натекания из атмосферы через неконтролируемые неплотности вакуумной камеры.

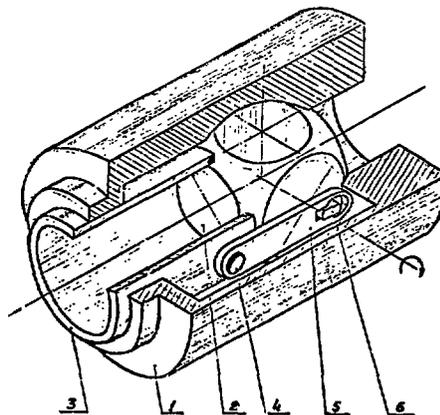
Наибольший вклад в давление остаточных газов дадут потоки теплового газовыделения. Для инжекторного комплекса расчетная величина удельного газовыделения принималась 10^{-8} л.Тор/с.см², что связано с резиновыми уплотнениями в инжекторах, а для линейного ускорителя, каналов транспортировки H^- и накопителя-группирователя 10^{-10} л.Тор/с.см². Для получения столь малых величин удельного газовыделения при проектировании вакуумных систем было принято:

1. Все высоковакуумные соединения и вакуумные затворы /6/, кроме инжекторов, выполнены на металлических уплотнениях (рис.3).
2. Приняты меры против попадания паров масел из систем предварительной откачки.
3. На этапе предмонтажной подготовки все узлы и детали должны быть тщательно очищены и обезгажены прогревом.
4. Смонтированные вакуумные системы должны обезгаживаться путем прогрева до температуры $250 + 300^\circ C$. Предусмотрен прогрев резонаторов ЛУ горячей водой до температуры $80^\circ C$. Кроме высокотемпературного обезгаживания должно проводиться обезгаживание с помощью тлеющего разряда /5/.



Р и с . 2 Принципиальная схема быстроразъемного вакуумного соединения с дистанционным управлением

1-Хомут разъема. 2,3-Трубопровод канала. 4,5-Привод дистанционного управления. 6-Манипулятор с дистанционным управлением.



Р и с . 3 Цельнометаллический прямопролетный шаровой затвор Ду-40.

1-Корпус. 2-Поворотная шаровая пробка. 3-Подвижное седло с уплотнителем. 4-Шарик, 5-Штаб с фасонным отверстием. 6 - Вал.

В инжекторный комплекс входят три инжектора атомарных ионов H^+ , H^- и $H^-_{пол}$ и каналы транспортировки инжектируемых пучков с автономными системами откачки. Предварительная откачка производится насосами НВЗ-20 и ТМН-200А, а высоковакуумная - насосами НЭМ-1,5Т и НМД-0,25. Поток водорода составляет для инжекторов H^+ , H^- и $H^-_{пол}$ соответственно 600, 900 и 1200 см³·атм/час, что определяет рабочие давления остаточных газов в инжекторах.

Начальная часть ускорителя состоит из 5 резонаторов, выполненных из триметалла, с общим объемом 42,3 м³ и общей площадью внутренних поверхностей 325 м². Предварительная откачка ведется последовательно механическими насосами РЕН-6, ВН-7МГ, 2ДВН-500, ТМН-200А, а постоянная - магниторазрядными насосами НМД-1. Количество насосов каждого типа выбрано исходя из условий, чтобы общее расчетное время откачки составляло 3 часа.

Основная часть ускорителя состоит из 9 резонаторов для ускорения ионов водорода до энергии 250 МэВ и 18 последующих резонаторов для ускорения пучка до энергии 600 МэВ. Полный объем 9 резонаторов - 6,3 м³, а всех 27 резонаторов основной части - 20,5 м³. Соответственно общая площадь внутренних поверхностей составляет 321 и 906 м². Предварительная откачка будет производиться стационарными постами предварительной откачки (ППО) в составе механических насосов ВН-7МГ и ТМН-200А, а также передвижными ППО в составе механических насосов НВР-5Д и ТМН-100. Постоянная откачка будет производиться магниторазрядными насосами НМД-0,25.

В экспериментальном комплексе каналы транспортировки пучков разбиваются разделительными затворами на типовые вакуумные участки длиной до 60+80 метров при среднем объеме 1,6 м³ и площади внутренних поверхностей 40 м². Предварительная откачка такого участка ведется ППО в составе механических насосов НВЗ-20 и ТМН-200А, а постоянная - магниторазрядными насосами НМД-0,25. Для сверхвысоковакуумной откачки камеры накопителя-группирователя наряду с магниторазрядными будут применены испарительные титановые насосы.

В нейтронном комплексе откачка производится механическими насосами. Насос НВЗ-20 откачивает бак нейтронной мишени объемом 12,6 м³, а нейтронопроводы и полости пучковых затворов откачиваются насосами РЕН-6, ВН-7МГ, 2ДНН-500.

Для транспортировки нейтронов предусматриваются нейтронопроводы длиной от 20 до 800 метров с объемом от 1,4 до 270 м³.

В нейтронном комплексе предусмотрена высоковакуумная откачка мезонной ловушки насосами НОРД-250, а откачка защитной полости криостата - криогенным способом при температуре жидкого гелия.

Управление всеми вакуумными системами предусматривается как ручное, так и дистанционное, в том числе с применением ЭВМ.

Л и т е р а т у р а

1. Мурин Б.П. Труды РТИ АН СССР, 1974г. № 16, с.4
2. Сычев Б.С. Труды РТИ АН СССР, 1974г. № 16, с.287
3. Федоренко Н.В. ИТФ, 1970 г., т.ХI, вып.12, с.248I
4. Федотов А.П., Лупанин О.С., Сычев Б.С., Гельфанд Е.К.
Труды РТИ АН СССР, 1974 г., № 16, с.89
5. Рогозинский В.Г., Ушков В.Л. Препринт ИФВЭ, 1976г. № ПКУ 76-16
г.Серпухов
6. Дьяков В.М. Авторское свидетельство № 393519, ОИПОТЗ, 1973, №33, с. 144.

ПЕРСПЕКТИВЫ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЦИКЛОТРОНОВ

Л.А.Саркисян

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского Государственного университета им. М.В.Ломоносова

Существующие пионные фабрики в Лос-Аламосе (800 МэВ), Ванкувере (520 МэВ) и Цюрихе (590 МэВ) [1-3] являются естественными инжекторами каонных фабрик.

В случае, когда инжектором является линейный ускоритель, повышение энергии протонов до 5-7 ГэВ может быть осуществлено либо с помощью дополнительного линейного ускорителя [4,5], либо синхротрона с многооборотной инжекцией H^- ионов (средний ток ~ 50 мкА) [6], однако в обоих случаях скважность пучка без использования растяжителя будет низкой. В случае, когда инжектором является циклотрон, дальнейшее повышение энергии протонов до ~4 ГэВ может быть обеспечено за счет второго кольцевого циклотрона с прохождением целочисленных резонансов по радиальным бетатронным колебаниям ($Q_r = 2, 3, 4, \dots$), который был предложен автором в 1970 г. [7,8].

Центральной проблемой во втором высокоэнергетичном циклотроне каскада является прохождение частицами целых резонансов, из которых наиболее опасным является резонанс $Q_r = 2$. Существовавшая теория прохождения целых резонансов, развитая в линейном приближении [9-11], и эксперименты по ускорению электронов на модели циклотрона в Ок-Ридже [12] не давали ответа о поведении в процессе ускорения амплитуды свободных радиальных колебаний частицы, возмущенной в целом резонансе $Q_r = 2$ в случае медленного прохождения (частица пребывает в зоне резонанса несколько десятков оборотов). На основании асимптотической формулы $\varphi = \frac{\pi R \epsilon_s}{S} \sqrt{\frac{E_s}{E_r}}$ (где ϵ_s - относительная величина гармоникой вертикальной компоненты магнитного поля индекса $S = Q_r$, R - радиус, eV - набор энергии за оборот), по которой оценивалась установившаяся после прохождения резонанса амплитуда радиальных колебаний частицы, делался вывод о необходимости быстрого прохождения резонанса (частица пребывает в зоне резонанса несколько оборотов), в результате которого набор энергии за оборот должен составлять несколько десятков МэВ [13]. Поскольку столь высокие наборы энергии за оборот экономически невыгодны, делался вывод о бесперспективности циклотронного метода ускорения протонов на энергию выше энергии покоя E_0 .

Автором было проведено исследование медленного прохождения целого резонанса $Q_r = 2$ (~845 МэВ) с последующим ускорением до $Q_r = 2,3$ (~1200 МэВ) путем моделирования на ЭВМ БЭСМ-6 по полным уравнениям движения динамики частиц в магнитном поле с пространственной вариацией [14-16].

На рис. 1 и 2 приведены зависимости радиальной координаты частицы $\xi = \frac{z}{z_0}$ ($z_0 = 1563,72$ см) от числа оборотов на азимуте инжекции для различных значений величины второй гармоники поля и набора энергии за оборот. Энергия инжекции протонов равна 665 МэВ ($Q_r = 1,75$). Ускорение осуществлялось с помощью четырех равноотстоящих щелей, установленных на фиксированных азимутах. Инжектор сдвинут относительно щелей на угол 45° . Поведение траектории частиц (зубчатой и гладкой) постоянной энергии ($eV = 0$) внутри одного оборота при числе магнитных секторов, равном 20, изображено на рис. 3 (начальные координаты и энергии частиц взяты из кривой 1 рис.2). Исходная амплитуда свободных радиальных колебаний (1 см)

возрастает при прохождении резонанса до 5,6 см и затем убывает до ~ 1 см при $Q_R \approx 2,25$ (~ 1120 МэВ). Послерезонансное затухание амплитуды при $Q_R \approx 2,25$ составляет примерно 80%, что не может быть объяснено известным адиабатическим затуханием, пропорциональным $(Q_R H)^{-1/2}$ (последнее приводит к величине затухания 12,5%). Обнаруженное неизвестное ранее явление сильного послерезонансного (по сравнению с известным адиабатическим) затухания с ростом радиуса орбиты возмущенных при прохождении целого резонанса амплитуд свободных радиальных колебаний заряженных частиц, обусловленное уходом частоты Q_R от резонанса в магнитном поле с пространственной вариацией, позволяет в циклотронах (у которых широкая область формирования магнитного поля вдоль радиуса) осуществлять медленное прохождение целых резонансов ($Q_R = 2, 3, 4, \dots$) при наборе энергии за оборот ~ 3 МэВ и допуске на низшие гармоники поля $\sim 0,5$ Э в зонах целых резонансов [16]. Отметим, что набор энергии за оборот 2,4 МэВ при допуске на первую гармонику поля $\sim 0,5$ Э осуществлен в цюрихской пионной фабрике [3].

Достигнутый в настоящее время уровень ускорительной техники позволяет разрабатывать и создать высокоэнергетичный кольцевой циклотрон (таблица), повышающий энергию протонов от $0,5+0,8$ ГэВ до нескольких ГэВ при среднем токе пучка $100+500$ мкА (каонная фабрика) с последующим увеличением тока пучка на втором этапе до $10+100$ мА (нейтронный генератор) — для наработки ядерного горючего. Разработка каонных фабрик начата в Цюрихе и Ванкувере.

Л и т е р а т у р а

1. Jameson R.A. Труды IУ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 18–20 ноября 1974г.) т.1, стр. 184, М., "Наука", 1975.
2. Маккензи Г.Х. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977) т.1, стр.184, Серпухов, 1977.
3. Виллакс Г.А. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль 1977), т.1, стр.199, Серпухов, 1977.
4. Passow C. Proceed. of the VI Intern. Conf. on High Energy Accelerators, Cambridge, p. 383, 1967.
5. Мурин Б.П. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 2–4 октября 1972г.), т.1, стр.234, М., "Наука", 1973.
6. Басаргин Ю.Г. и др. ДАН СССР, 1973, т.209, стр.819.
7. Саркисян Л.А. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Москва, 11–18 ноября 1970г.), т.1, стр.33, М., "Наука", 1972.
8. Саркисян Л.А. Атомная энергия, 1971, т.30, стр.446; 1972, т.32, стр.55.
9. Dunn P.D. et al. Proceed. Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics, CERN, v. 1, p. 9, 1956.
10. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М. 1962.
11. Дмитриевский В.П. Препринт ОИЯИ Р9–9341, Дубна, 1976, стр.168.
12. Martin J.A. and Mann J.E. Nucl. Inst. and Meth., 1962, v.18,19, p. 461.
13. Дзелепов В.П., Дмитриевский В.П., Кольга В.В. Препринт ОИЯИ, Р9–7833, Дубна, 1974.
14. Саркисян Л.А. В сб. "Ломоносовские чтения", Изд. МГУ, 1976, стр. 36.
15. Саркисян Л.А. Вестник МГУ, 1976, № 3, стр.282.
16. Sarkisyan L.A. Nucl. Inst. and Meth., 1977, v. 142, p. 393.

Т а б л и ц а

Возможные параметры каон-нейтронного генератора на основе двухступенчатого циклотрона на энергии протонов $\sim 4,2$ ГэВ. Первая ступень - проект циклотрона Дубны [13]. Каонная фабрика при среднем токе пучка 100-500 мкА. Нейтронный генератор при среднем токе пучка 10-100 мА.

Параметр	1	2
Энергия инжекции, МэВ	50	800
Конечная энергия, ГэВ	0,8	4,2
Средний ток, мкА (I этап)	100-500	100-500
мА (II этап)	10-100	10-100
Магнитное поле в центре, кЭ	4,08	2,04
Радиус бесконечной энергии, см	766,529	1533,0588
Начальный радиус, см	220	1314
Конечный радиус, см	650	1507
Периодичность структуры поля	8	24
Параметр спирали Архимеда, см		10,36-11,89
Магнитное поле на R_H , кЭ	4,27	3,68
Магнитное поле на R_K , кЭ	7,5	10,5
Вариация поля		0,33 - 1
Частота аксиальных колебаний	1,3-1,4	1,1
Частота радиальных колебаний	$\sim 1,06 \leq Q_R \leq 1,9$	$\sim 1,9 \leq Q_R \leq 6$
Набор энергии за оборот, МэВ	2	3
Число резонаторов	4	6
Частота обращения частицы, МГц	6,2	3,1
Рабочая частота, МГц	49,6	49,6
Кратность	8	16
Вес магнита, т	5800	8500
Мощность питания магнита, МВт	1,75	2,8
Высокочастотная мощность, МВт (I этап)	1-1,5	2-4
МВт (II этап)	9-81	44-424
Требуемая эффективность вывода пучка, %	100	100
Потери пучка при ускорении	$10^{-3}-10^{-4}$	$10^{-3}-10^{-4}$

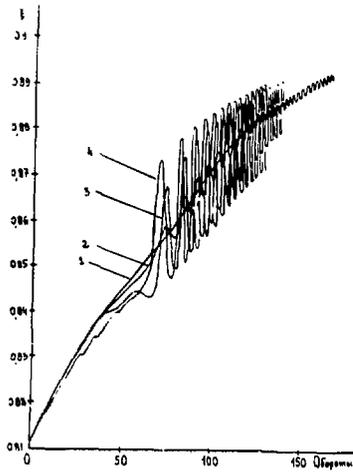


Рис.1. Поведение радиальной координаты частицы в зависимости от числа оборотов на фиксированном азимуте при $eV = 3$ МэВ/об; 1. $H_2 = 0$; 2. $H_2 = 0,5$ Э; 3. $H_2 = 2$ Э; 4. $H_2 = 5$ Э.

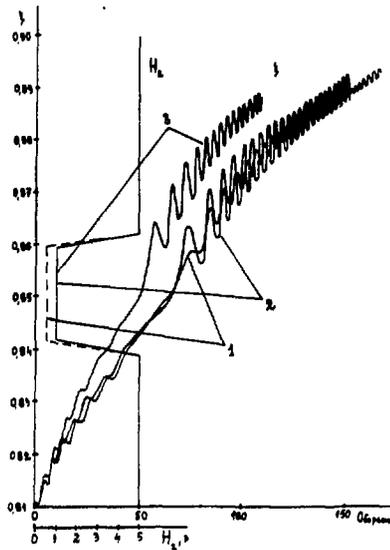


Рис.2. Поведение радиальной координаты частицы в зависимости от числа оборотов на фиксированном азимуте в случаях ступенчатого изменения второй гармоники поля с радиусом и различного набора энергии за оборот.

1. Ширина зоны резонанса $\Delta Q_2 = \pm 0,05$, где гармоника равна $0,5$ Э, $eV = 3$ МэВ/об;
2. Ширина зоны резонанса $\Delta Q_2 = \pm 0,05$, где гармоника равна 1 Э, $eV = 3$ МэВ/об;
3. Ширина зоны резонанса $\Delta Q_2 = \pm 0,05$, где гармоника равна 1 Э, $eV = 4$ МэВ/об.

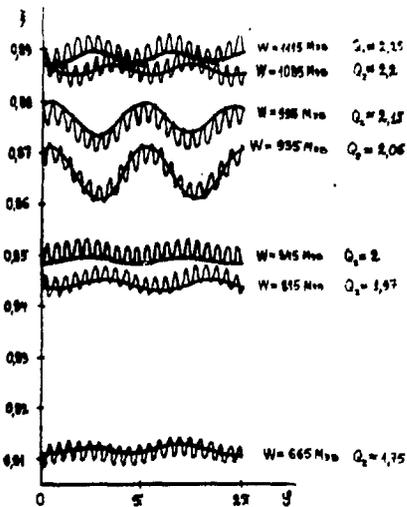
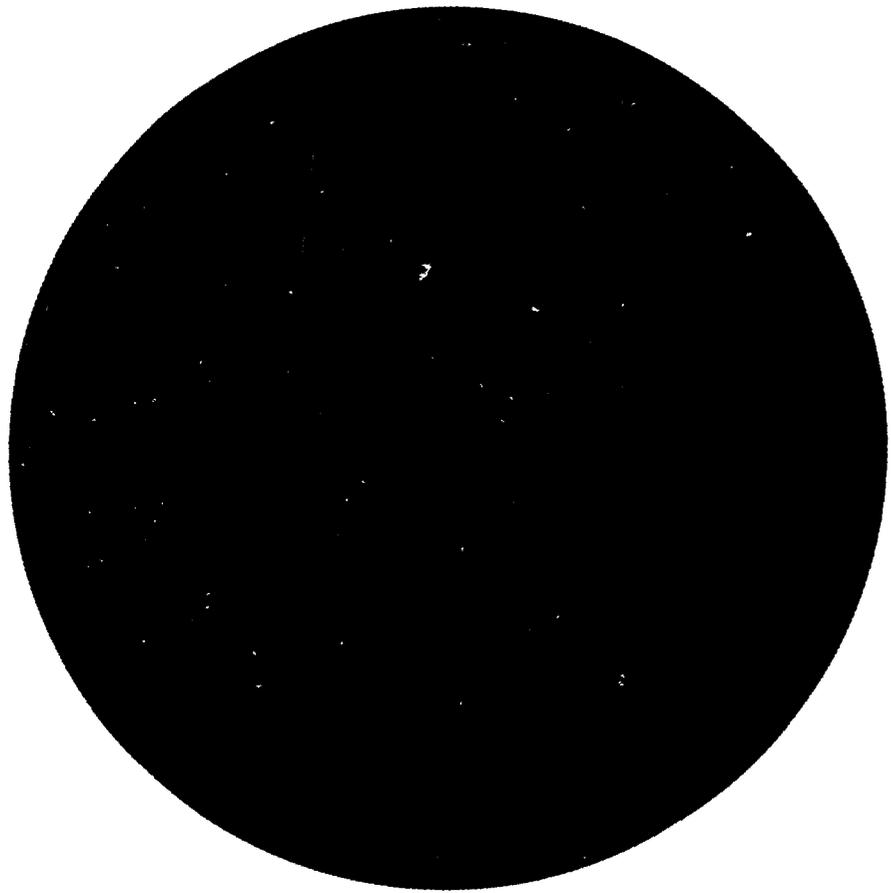


Рис.3. Траектории частиц (зубчатая и гладкая) постоянной энергии в пределах одного оборота.

**РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И РАДИОЭЛЕКТРОННЫЕ
СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЕЙ**

Председатель: А.А.Кузьмин

Секретарь: В.Ф. Минашкин



АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ И КОНТРОЛЬ ИСТОЧНИКА ПОЗИТРОНОВ ДЛЯ
НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4

А.С.Калинин, В.В.Каргальцев, Э.А.Купер, А.С.Медведко, Н.А.Мезенцев,
М.И.Ощепков, Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР

Для получения необходимой скорости накопления в накопителе ВЭПП-4 в ИЯФ СО АН СССР разработан и запущен новый позитронный источник /1,2/. Источник создан на основе линейного ускорителя на энергию до 50 МэВ и импульсного синхротрона Б-4 на энергию до 450 МэВ. Резонансная система линейного ускорителя возбуждается от импульсного гирокона, который трансформирует энергию релятивистского электронного пучка из ускорителя ЭЛИТ в электромагнитные колебания. Два импульсных электронно-оптических канала связывают линейный ускоритель с синхротроном и последний - с накопителем ВЭПП-3, являющимся бустером для ВЭПП-4.

Таким образом, будучи лишь частью большого накопительного комплекса ВЭПП-3 - ВЭПП-4, позитронный источник сам представляет собой достаточно сложный ускорительный комплекс, надежная и эффективная работа которого невозможна без высокого уровня автоматизации и использования ЭВМ. Существенная особенность работы комплекса состоит в том, что источник работает с частотой повторения 1 Гц, и, следовательно, измерительная и управляющая электроника, а также все программы, работающие в режиме реального времени, должны "укладываться" в период 1 с. Это предъявляет особые требования как к аппаратуре, так и к матобеспечению и его организации.

Аппаратура управления и контроля позитронного источника включает:

- цифро-аналоговые преобразователи на основе ШИМ-модуляции; используются для управления импульсными источниками питания элементов комплекса (80 каналов, погрешность преобразования $\pm 10^{-4}$);
- систему временной синхронизации на основе управляемых от ЭВМ генераторов временных интервалов, обеспечивающую запуск каждого элемента позитронного источника в нужный момент времени (80 каналов, диапазон управляемой задержки от 0,3 до $3 \cdot 10^4$ мкс);
- управляющие релейные регистры; используются для программного изменения режимов работы отдельных узлов комплекса (80 каналов);
- многоканальный аналого-цифровой преобразователь, обеспечивающий измерение напряжения на накопительных емкостях импульсных генераторов (128 каналов, погрешность измерения $\pm 2 \cdot 10^{-4}$, время одного измерения 300 мкс);
- многоканальную систему для измерения мгновенных значений импульсных сигналов (200 каналов, погрешность измерения $10^{-4} + 10^{-3}$);
- многоканальные измерители временных интервалов наносекундного и микросекундного диапазонов (6 каналов с разрешением 0,2 нс и 30 каналов с разрешением 0,1 мкс соответственно).

Для определения характеристик пучков используются:

- вторично-эмиссионные проволочные датчики, позволяющие определять пространственно-угловые характеристики и поперечную плотность пучка (чувствительность 10^{-13} кулона на проволоку);

- многоламельные датчики полного поглощения; используются для регистрации позитронного пучка (чувствительность $5 \cdot 10^{-15}$ кулона на ламель);
- датчики на основе измерения азимутального распределения токов изображения, наводимых пролетающим пучком в токопроводящих стенках вакуумной камеры;
- датчик для измерения тока пучка в синхротроне Б-4 в течение цикла ускорения (чувствительность 100 мкА; датчик снабжен быстродействующим АЦП со встроенной памятью на 4К десятиразрядных слов, время между измерениями 1 мкс).

Развитие комплекса технических и программных средств, используемых для управления позитронным источником, определило новый качественный уровень во взаимодействии операторов с ЭВМ и оборудованием установок. Общение оператора с ЭВМ осуществляется через алфавитно-цифровые и графические дисплеи. Кроме того, широко используются:

- сервисные устройства типа "ручка", представляющие собой преобразователь угла поворота в код, которые применяются как потенциометры, управляющие через ЭВМ тем или иным параметром установки;
- программные кнопочные регистры, обеспечивающие оперативный вызов в память ЭВМ нужного набора рабочих программ.

Позитронный источник использует для своей работы ЭВМ ODRA-1325 с рабочей памятью 32К и внешней памятью на магнитных барабанах емкостью в 256К. Для длительного хранения рабочая информация может быть записана на магнитную ленту, подключаемую по требованию оператора без остановки машины.

Доступ к оконечным устройствам контроля и управления всеми элементами комплекса и различным датчикам наблюдения за пучком осуществляется с помощью разработанной в Институте системы связи^{3/}. Она же обеспечивает параллельную работу нескольких операторов, которые общаются с находящимися в памяти ЭВМ рабочими программами с помощью набора директив, вводимых с клавиатур алфавитно-цифровых дисплеев.

Все программы работают под операционной системой^{4/}, которая реализует одновременность их работы в соответствии с приоритетами самих программ, обрабатывает внешние прерывания, осуществляет межпрограммный обмен данными и межпроцессорную связь с другими ЭВМ комплекса ВЭП-4, обеспечивает возможность загрузки, изменения режима работы программ и их остановки прямо из других работающих программ.

Программы, используемые при работе источника, написаны на разработанном в институте языке^{4/}, объединяющем в себе наиболее привлекательные возможности языка ФОРТРАН-IV и набор специальных операторов, посредством которых программы осуществляют различные функции по управлению установками комплекса. Широко используется возможность объединения в одну программу сегментов, написанных не только на разработанном языке, но и на языках различных уровней, входящих в систему матобеспечения ODRA-1300 (таких, как FORTRAN, PLAN и др.). Система компиляции генерирует рабочие программы по их исходному тексту, вводимому прямо с клавиатуры алфавитно-цифрового дисплея или с магнитных носителей. Все программы написаны в диалоговом режиме и либо вообще не требуют никаких дополнительных данных от оператора, либо получают их в виде ответов оператора на поставленные вопросы. Вывод информации производится на алфавитно-цифровые дисплеи или, для дальнейшего документирования, на широкоформатную печать DZM-180 (переключение на нужный канал вывода осуществляется программно).

Библиотека рабочих программ позитронного источника включает в себя программы сбора информации и управления его элементами, пакет программ наблюдения за пучком, пакет тестовых, наладочных и сервисных программ. Обычно работа источника происходит под контролем 3-5 программ, каждая из которых выполняет строго определенную функцию. Их конкретный набор и количество зависят от характера работы источника.

Как уже указывалось, работа электроники по опросу и управлению элементами комплекса, работа процессора ЭВМ и вывод необходимой информации должны "укладываться" в период менее 1 с. Поэтому обращение к оконечным устройствам системы контроля и управления осуществляется только одной программой, считающей за один опрос весь массив измеренных данным устройством значений. Работа этой программы (моменты обращения к устройствам) синхронизована с работой позитронного источника системой соответствующих прерываний. Она (программа) имеет наивысший приоритет, постоянно находится в оперативной памяти ЭВМ и играет роль информационного банка. Все остальные рабочие программы, используя межпрограммный обмен, забирают из нее необходимую им информацию и передают в нее новые значения величин для занесения в устройства управления.

В настоящее время позитронный источник полностью автоматизирован. Установленный функционально полный комплект радиоэлектронной аппаратуры позволил охватить все многообразие параметров, подлежащих управлению и измерению. Соответствующие рабочие, тестовые и наладочные программы обеспечивают эффективный контроль, управление и наладку элементов комплекса, выявление и диагностирование появляющихся неисправностей в различных системах. На рис.1 в качестве примера приведен спектр электронов на выходе линейного ускорителя, снятый с помощью соответствующей рабочей программы. На рис.2 показан результат работы

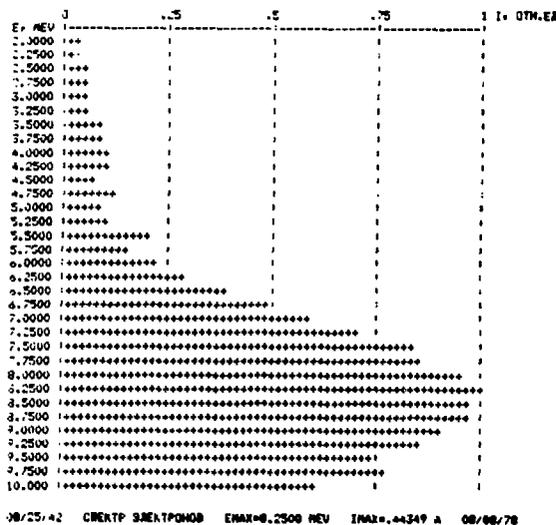


Рис.1. Спектр электронов на выходе линейного ускорителя

тестовой программы по проверке группы источников питания элементов комплекса. Специальная рабочая программа, использующая метод градиентного спуска, позволяет оптимизировать какой-либо параметр установки (например, ток пучка и т.п.), управляя соответствующими элементами.

Дальнейшее развитие программного обеспечения позволит реализовать оптимальное управление работой позитронного источника в автоматическом режиме.

ПРОВЕРКА КОРРЕКЦИИ, ГРУППА 2 N=10 09/08/78 10/39/14					
ГЕН. ЭЛЕМ.	I ЗАД.	I ИЗМ.	U ОБН.	ПРИМЕЧАНИЕ	
*10	X-H .33333	.33833 (1.500%)	2.9030 (-100.%)	ЗНАК U	
*11	Y-H .33333	0 (-100.%)	18.179 (-100.%)	РАЗРЫВ ЦЕПИ	
*12	ИТП 1.0000	1.0175 (1.750%)	3.3010 (-100.%)	ЗНАК U	
*13	ИТО .50000	0 (-100.%)	18.260 (-100.%)	РАЗРЫВ ЦЕПИ	
*14	ИЛ .50000	.50750 (1.500%)	11.413 (-100.%)	ЗАКРОТКА	
*15	---- .50000	.51000 (2.000%)	10.219 (-100.%)	ЗАКРОТКА	
*16	---- .50000	.51375 (2.750%)	3.0830 (-100.%)	ПЛОХАЯ СТАБ.	
*17	---- .50000	-.0162 (-103.%)	-19.20 (-100.%)	НЕТ СТАБ.	

ПРОВЕРКА АЦП И ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ 09/08/78 10/35/32					
МУЛЬ АЦП=0	MV	КОНТРОЛЬ АЦП (-987): U=-987.50 MV			
B1	: U1=18.04 (-9.8%) (D=1.1%)	U2=-18.5 (-7.5%) (D=1.9%)	ОК		
B2	: U1=18.13 (-9.4%) (D=2.5%)	U2=-18.1 (-9.3%) (D=2.7%)	ОК		
B3	: U1=18.55 (-7.2%) (D=2.5%)	U2=-18.3 (-8.3%) (D=2.0%)	ОК		
B4	: U1=18.01 (-9.9%) (D=3.3%)	U2=-18.0 (-9.9%) (D=1.9%)	ОК		
БП-1:	U1=9.667 (-3.3%) (D=3.1%)	U2=-9.73 (-2.7%) (D=3.3%)	ОК		
БП-2:	U1=9.594 (-4.1%) (D=2.3%)	U2=-9.88 (-1.2%) (D=3.2%)	ОК		

ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ ШКАФА В ПОРЯДКЕ

Рис.2. Результаты проверки коррекций и источников питания с помощью тестовой программы при искусственно внесенных неисправностях

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр.280, М., "Наука", 1977.
2. Вассерман С.Б. и др. Доклад на настоящем совещании, том I.
3. Захvatкин М.Н. и др. Труды IУ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.II, стр.202, М., "Наука", 1975.
4. Белов С.Д. и др. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.II, стр.291, М., "Наука", 1977.

СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО СБОРА ИНФОРМАЦИИ И УПРАВЛЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯМИ
НИИ ЯФ

В.П.Анохин, С.В.Волков, М.Г.Гренбек, В.В.Захаров, В.И.Мамаев, В.Т.Преслер,
Г.А.Савинкова, В.М.Хлоповских

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

В томском НИИ ЯФ развивается подход к автоматизации и управлению имеющихся в институте ускорителей на базе малых ЦВМ типа "Электроника-100". К настоящему моменту в эксплуатации находятся автоматизированные системы управления электронным синхротроном "Сириус" на 1,5 ГэВ (АСУ "Сириус") и контроля параметров наносекундного высокопоточного ускорителя электронов "Тонус" (АСКП "Тонус").

Указанные системы автоматизации выполняют следующие функции:

- 1) сбор и регистрацию информации о входных и выходных параметрах ускорителя;
- 2) контроль величины и стабильности заданных оператором параметров ускорителя;
- 3) отображение величин параметров (индикация, печать, перфорация);
- 4) архивное и текущее документирование результатов эксплуатации ускорителя.

АСУ "Сириус" дополнительно выполняет функцию управления ускорителем с использованием ЦВМ "Электроника-100" в качестве советчика.

Индивидуальные особенности технического и математического обеспечения систем обусловлены спецификой ускорителей.

С и н х р о т р о н на 1,5 ГэВ - сложный многопараметрический объект. Выходные параметры: интенсивность, энергия, длительность сброса пучка ускоренных электронов. Из всего количества входных параметров выделено 12 наиболее существенных (см. таблицу 1).

Т а б л и ц а 1.
Входные и выходные параметры синхротрона "Сириус".

№ п/п	Наименование параметра	Обозначение	Ед. изм.	Пределы изменения параметра	Длительн. импульсн. сигнала
1.	Ускоренный ток	J уск.	мА	0+100	40-70 мс
2.	Энергия электронов	E	ГэВ	0,006+1,3	
3.	Длительность сброса	τ обр.	мс	10+25	10+25 мс
4.	Накопленный ток	J нак.	мА	0+150	3+15 мкс
5.	Фаза инжекции	φ инж.	мкс	400+600	
6.	Угол инжекции	u инф.	кВ	6+20	
7.	Ускоренный ток микротрона	J микр.	мА	20+40	3+6 мкс
8.	Напряжение размагничивания	u разм.	кВ	1+3	
9.	Начальное значение ВЧ-напряж.	u нач. ВЧ	кВ	1+10	
10.	Фаза ВЧ-напряжения	φ ВЧ	мкс	3+8	
11.	Макс. значение ВЧ-напряж.	u макс. ВЧ	кВ	20+120	
12.	Скорость сброса электронов	V сбр.	мА/мс	1+5	
13.	Ток коррекции 1-й гармоники	$\sin I$	А	0+3	
14.	Ток коррекции 1-й гармоники	$\cos I$	А	0+3	
15.	Ток коррекции 2-й гармоники	$\sin II$	А	0+3	
16.	Ток коррекции 2-й гармоники	$\cos II$	А	0+3	

С контрольно-измерительных устройств синхротрона снимаются не унифицированные сигналы: пределы напряжений сигналов от единиц вольт до 2 кВ, токов - от 10 мА до 3 А, длительность импульсных сигналов - от единиц мкс до 10 мс. Частота циклов ускорения синхротрона - от 1 до 4 Гц.

Структурная схема АСУ синхротрона приведена на рис.1. Информация о выходных и входных параметрах ускорителя с датчиков поступает через нормализующие схемы и коммутатор каналов на аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Аппаратура нормализации сигналов датчиков параметров предназначена для измерения всех сигналов датчиков, приведения их к масштабу рабочих напряжений коммутатора каналов, АЦП и согласования временных параметров сигналов датчиков с моментом измерения и быстрой обработкой АЦП. Информация о параметрах ускорителя, после обработки в ЭВМ, выдается на регистрацию ("Консул 254") и для визуального контроля - оператору через систему индикации.

Техническое обеспечение АСУ "Сирius" включает:

- 1) ЭВМ "Электроника" с ОЗУ 4 К двенадцатиразрядных слов и устройством ввода - вывода;
- 2) датчики параметров (ДП) синхротрона "Сирius";
- 3) нормализаторы-преобразователи (НП) сигналов с ДП;
- 4) устройство ввода сигналов с датчиков параметров синхротрона в ЭВМ, состоящее из коммутатора каналов и аналого-цифрового преобразователя;
- 5) систему цифровой индикации выходных или любых трех, по желанию оператора, параметров синхротрона одновременно в пультовой синхротрона и в пультовой физиков, выполненную на индикаторах ФЭО;
- 6) устройство автоматической перфорации информации на перфоленту для дальнейшей обработки с целью документирования;
- 7) таймер.

Все дополнительные внешние устройства подключены к ЭВМ через разработанную магистраль программируемого канала (ПК).

Математическое обеспечение АСУ имеет многоуровневую структуру:

- 1-й уровень - руководящий, состоит из одной программы "Диспетчер", организующей выполнение рабочих функций математического обеспечения системы;
- 2-й уровень - распознающий, состоит из 2-х программ, соответствующих двум типам поступающей информации: информация о состоянии объекта и "приказы" оператора;
- 3-й уровень - исполнительный, состоит из 7 программ, каждая из которых ответственна за выполнение определенных функций системы математического обеспечения;
- 4-й уровень - служебные программы.

Система может работать в одном из трех, заданных оператором режимов: в режиме "Регистрация" (сбор и усреднение информации о параметрах, выдача усредненных значений на "Консул" или перфоратор в различных программных режимах); в режиме "Контроль" (контроль заданной степени стабильности средних значений параметров); в режиме "Совет". В последнем оператор настраивает ускоритель на максимальную интенсивность излучения, следуя "советам" ЭВМ. Легко вписывается в привычную схему действий оператора один из алгоритмов по координатной оптимизации (метод Кука-Дживса), модифицированный с учетом помех на выходе и входе ускорителя. По результатам пробного варьирования переменных, осуществляемого оператором, ЭВМ выдает "экстраполированную" точку и ряд советов оператору относительно способа перемещения в нее параметров.

Ускоритель "Тонус" (энергия электронов 1,5 МэВ, ускоренный ток 50 кА, длительность импульса 50 нс) однократного действия (1 цикл ускорения в минуту).

Сигналы о параметрах ускорителя "Тонус" также не унифицированы (см. таб.2).

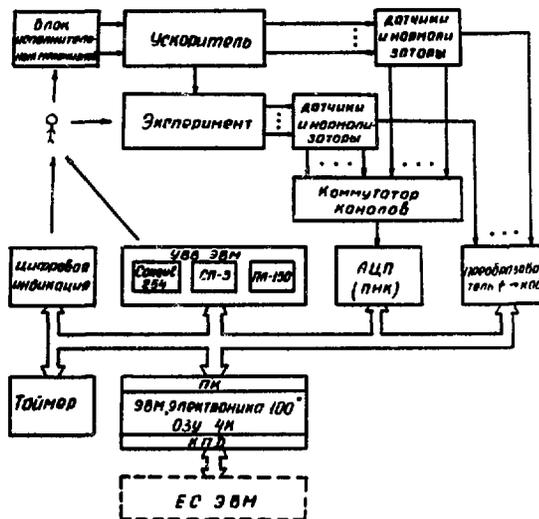
Т а б л и ц а 2.
Параметры ускорителя "Тонус".

№ п/п	Наименование параметра	Обозначение	Пределы измерен. параметра	Ед. изм.	Величина сигнала с измерит. устройства
I.	Энергия ускоренных электронов	Е	500+1500	кэВ	(250+750) В
2.	Длительность импульса тока	T_I	50+60	нс	(50+60) нс
3.	Напряж. I-й ступени ГИНа	U_G	50+100	кВ	± 1 МА
4.	Ток ускоренных электронов	I_H	20+50	кА	1000 В
5.	Напряж. с I-го делителя ДФЛ	U_1	500+1500	кВ	(500+1500) В
6.	Напряж. со II-го делителя ДФЛ	U_2	500+1500	кВ	(500+1500) В
7.	Напряж. заряда конденс. батареи	U_K	10+16	кВ	± 1 МА
8.	Ускор. ток с пояса Роговского	I_P	20+50	кА	1000 В
9.	Длительность фронта	T_F	20+30	нс	(20+30) нс
10.	Разброс срабатывания: I-го разрядника относ. импульса запуск. разрядника	T_1	1+3	нс	(1+3) нс
11.	"-"-"-" 2-го	T_2	1+3	нс	(1+3) нс
12.	"-"-"-" 3-го	T_3	1+3	нс	(1+3) нс
13.	"-"-"-" 4-го	T_4	1+3	нс	(1+3) нс
14.	Ускор. ток с цилиндра Фарадея	I_F	20+50	кА	1000 В
15.	Напряж. с катушки в магн. поле соленоида	U_C	30+50	В	(30+50) В
16.	Напряженность магн. поля соленоида	Н	3+5	кЭ	50 В
17.	Давление в ускорителе	Р	$10^{-2} \div 10^{-4}$	мм.рт.ст.	
18.	Напряжение с ломелей магн. спектрометра ($n = 1+25$)	L_n	20+50	В	(20+50) В (30+60) нс

Так, величина сигнала с устройства, измеряющего энергию и ток ускоренных электронов, а также некоторых других составляет 1 кВ, а длительность импульсов большинства параметров не превышает 50 нс. Вследствие этого разработка электронных устройств нормализации сигналов является весьма сложной задачей. В настоящий момент в практике автоматизации отсутствуют типовые электронные блоки, принимающие подобные сигналы и преобразующие их к виду, пригодному для ввода в ЭВМ. Структурная схема и функционирование АСКП "Тонус" в общих чертах сходны с соответствующими АСУ "Сириус". Отсутствует лишь блок управления (экстраполяции).

Математическое обеспечение (МО) АСКП "Тонус" занимает 14 страниц памяти ЭВМ "Электроника 100/И" и составлено в машинных кодах. До 80% блоков функции - онально совпадает с блоками МО АСУ "Сириус", однако здесь последовательно проведен блочный принцип строения МО и предусмотрена возможность дальнейшего расширения МО без существенных переделок блоков высшей иерархии.

АСУ "Сириус" сдана в эксплуатацию в 1975 г., АСКП "Тонус" находится в опытной эксплуатации. Выполненные системы рассматриваются как локально автоматические и могут быть в дальнейшем объединены в рамках единой системы автоматизации ускорителей и эксперимента на базе большой ЦВМ.



Р и с. 1. Структурная схема АСУ синхротрона "Сириус".

ПРИМЕНЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ В СИСТЕМАХ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ УСКОРИТЕЛЯМИ

Н. Д. Васильев, В. Г. Ивкин, И. В. Мозин, В. А. Шелехов

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

Процесс построения систем экстремального управления ускорителями заряженных частиц можно разделить на ряд этапов, на которых возникает необходимость в математических моделях, отражающих специфику ускорителя как объекта экстремального управления. К числу задач, которые целесообразно решать методами математического моделирования, следует отнести задачи выбора и ранжировки управлений, варьирование которых обеспечивает экстремизацию выходного параметра ускорителя; задачу синтеза алгоритма управления, оптимального как по структуре, так и по параметрам; задачу комплексной отладки рабочих программ экстремального управления.

Специфика эксплуатации ускорителей, заключающаяся в непрерывной работе на физический эксперимент и в высокой стоимости машинного времени, не позволяет решать перечисленные задачи непосредственно на действующем ускорителе. Кроме того, решение задачи синтеза оптимальных алгоритмов экстремального управления зачастую невозможно из-за отсутствия информации о местоположении, скорости и направлении дрейфа экстремума.

В настоящем докладе обсуждаются проблемы выбора вида моделей, используемых при построении алгоритмов экстремального управления, а также пути построения моделей. Материалы доклада отражают опыт разработки систем экстремального управления протонным синхротроном ИТЭФ и бустером ИФВЭ.

Одной из наиболее существенных характеристик ускорителя как экстремального объекта является уравнение связи выходного параметра, например интенсивности ускоренного пучка, с вектором управлений. Знание характера связи позволяет не только осуществить выбор класса методов, пригодных для практической реализации экстремального управления, но и провести детальные сравнительные исследования эффективности методов, относящихся к выбранному классу. В результате исследования определяется метод, наиболее эффективный в данной ситуации. Построение уравнения связи выходного параметра ускорителя с вектором управлений сопряжено с определенными трудностями, обусловленными высокой размерностью пространства управлений и наличием взаимосвязей между отдельными управлениями.

Рассмотрим основные виды моделей связи и их применимость к названным выше задачам.

Детерминированные модели. Построение модели может осуществляться на качественном уровне путем анализа теоретических зависимостей, описывающих физические основы функционирования ускорителя. В этом случае возникают серьезные трудности, связанные с громоздкостью математических выкладок и невозможностью учесть реальные особенности действующего ускорителя.

Модель, построенная на основе анализа эмпирических зависимостей выходного параметра от каждого из управлений, отражает реальные особенности связи, однако удовлетворительной степени адекватности модели объекту можно достичь лишь на основе обработки богатого экспериментального материала.

Статистические модели. Методы теории планирования эксперимента и регрессионного анализа позволяют аппроксимировать связь выходного параметра с вектором управлений полиномами на основе статистических данных, полученных на действующем ускорителе. Выбор порядка аппроксимирующего полинома осуществляется на основе априорной информации о характере связи.

Построение статистической модели связано с определенными трудностями, обусловленными высокой размерностью пространства управлений и нестационарностью процесса на выходе ускорителя. Практика показывает, что работоспособные статистические модели можно построить, ограничившись лишь четырьмя-пятью управлениями. При этом необходимым условием является идентификация характера дрейфа среднего значения выходного параметра ускорителя. Случайный дрейф практически исключает возможность построения работоспособной модели.

Адаптивные модели. В основе адаптивных моделей лежат детерминированные или статистические модели. Характерной чертой адаптивных моделей является наличие степеней свободы в виде параметров, значения которых могут уточняться на основе апостериорной информации о состоянии ускорителя.

Рассмотренные виды моделей позволяют решать не только задачи идентификации ускорителя [1] и исследования эффективности методов экстремального управления [2], но и строить алгоритмы управления на базе моделей [3]. Так, в случае относительно невысокой размерности пространства управлений и относительной простоты вида связи между выходным параметром и управлениями наиболее рационально использование математических моделей для прямого расчета оптимального комплекта управлений. При этом вид модели, используемой при расчете, зависит от уровня информации о характере связи: очевидные соотношения приводят к детерминированной модели, неполный объем априорной информации о характере реальных процессов вынуждает прибегнуть к статистической модели, а непостоянство количественных соотношений между выходным параметром и вектором управлений решает проблему выбора модели в пользу класса адаптивных моделей. При высокой размерности вектора управлений и недостатке информации о виде связи его с

выходным параметром целесообразно применять поисковую стратегию экстремального управления. Качественная математическая модель связи в этом случае облегчает выбор метода поиска и позволяет провести детальное исследование его эффективности.

Рассмотрим прочие виды моделей, используемых при разработке систем экстремального управления ускорителями.

Действие неконтролируемых факторов на ускорителе приводит к необходимости периодической подстройки вектора управлений, то есть требуется синтез алгоритмов, способных отслеживать дрейф экстремума в многомерном пространстве управлений.

В связи с изложенным возникает проблема моделирования дрейфа для исследования динамики процесса экстремального регулирования и настройки параметров рабочего алгоритма. Здесь используются модели дрейфа, отражающие возможные свойства реального процесса (линейный дрейф, дрейф с переменной скоростью, и т.д.).

Нестабильность выходного параметра ускорителя от цикла к циклу заставляет вводить в алгоритм экстремального управления блок фильтрации, обеспечивающий надежную оценку среднего значения выхода по минимальному числу замеров. Выбор фильтра и оценка его эффективности осуществляются с помощью моделирования шума, присутствующего на выходе ускорителя. Задача синтеза модели шума может решаться на основе статистических данных путем аппроксимации эмпирического закона распределения. Удобной моделью эмпирического распределения является β - распределение [4].

И, наконец, остановимся на имитационной модели, применяемой при отладке алгоритма экстремального управления ускорителем - на модели интерфейсной и исполнительной аппаратуры, подключаемой к управляемому звену (ЭВМ). Имитационная модель позволяет осуществлять комплексную отладку рабочих программ параллельно с изготовлением самой аппаратуры, что ускоряет процесс построения системы в целом. Особое значение модель аппаратуры приобретает в том случае, если используется стандарт КАМАК, приводящий к значительному усложнению процедур ввода-вывода информации. Здесь, на этапе отладки программ управления, появляется возможность оценить временные соотношения, обусловленные как методом экстремального управления, так и задержками при операциях ввода-вывода.

Л и т е р а т у р а

1. Васильев Н.Д., Ивкин В.Г., Мозин И.В., Шелехов В.А. В сб. "Электрофизическая аппаратура", Атомиздат, вып.14, 1976, стр.47.
2. Васильев Н.Д., Ивкин В.Г., Мозин И.В., Шелехов В.А. Автометрия, Наука, №3, 1977, стр. 141.

3. A machine experimenters impressions of some accelerator control systems.
MPS/Int. BR/75-13, p.5.

4. Хан Г., Шапиро С. Статистические модели в инженерных задачах. М., "Мир", 1969.

ГРАФИЧЕСКИЙ ДИСПЛЕЙ СИСТЕМЫ ОТОБРАЖЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ АСИУ БУСТЕРА

В.П.Антипов, В.Л.Брук, В.Б.Сидоров, В.Г.Тишин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Автоматизированные системы управления сложными процессами и устройствами, содержащими достаточно большое количество информации, необходимой для управления, достаточно эффективны только при наличии широко развитых средств отображения информации. Современные протонные синхротроны, содержащие в составе своих технологических систем и системы автоматического сбора информации и управления (АСИУ), как правило, [3] содержат в устройствах управления не только традиционные стандартные средства отображения информации (стрелочные и цифровые индикаторы, осциллографы и т.д.), но и современные устройства, пришедшие в технику управления из аппаратуры цифровых вычислительных машин.

Данный доклад посвящен разработке универсального цифро-буквенного и графического дисплея, который должен являться основным устройством отображения информации автоматической системы сбора информации и управления бустера серпуховского протонного синхротрона.

Характер отображаемой информации такого дисплея весьма разнообразен, поскольку в различных режимах работы ускорителя на экране индикатора необходимо иметь цифро-буквенные тексты, мнемонические схемы с индикацией состояния элемента ускорителя, различные графические и гистограммные диаграммы, кроме этого, желательно иметь достаточно простые возможности дублирования индикатора в различных территориальных районах ускорителя. В связи с вышеуказанными требованиями было принято решение разрабатывать такой дисплей на основе стандартных телевизионных приёмников.

Одним из факторов, затрудняющих развитие графических систем, является предельная сложность изображения, выводимого на экран ЭЛТ. Простейшие методы формирования изображения требуют как большого объёма памяти, так и значительного времени работы дисплея и ЭВМ. Более эффективные методы связаны с использованием сложного оборудования, однако они значительно сокращают время формирования изображения, тем самым увеличивая объём выводимой информации.

Большое распространение нашли графические системы, построенные на базе запоминающих ЭЛТ с видимым изображением (ЗЭЛТ). Основное преимущество их не требует постоянной регенерации изображения. Поэтому особенно удобно применение таких систем в виде удалённых терминалов. Но невозможность избирательного стирания, редактирования изображения, падения чёткости изображения с течением времени затрудняет использование ЗЭЛТ по сравнению с обычной ЭЛТ.

В большинстве устройств, применяемых совместно с мини-ЭВМ, используется так называемый точечный принцип построения. ЭВМ выдаёт последовательность координат X, Y точек на отклоняющие системы ЭЛТ, а также информацию о яркости точек. Число точек в изображении зависит от точности ЦАП и стабильности усилителей. Примером такой системы является графический дисплей "Дельта" на базе ЭВМ "Электроника-1001".

Преимуществом растровой графической системы является возможность использования стандартных телевизионных приёмников, простота редактирования изо-

бражения. Растровая система строится на базе объёмных носителей информации (дискеты, трубки с электронной памятью на основе силиконовой мишени, последнее время — с применением полупроводниковой памяти большой емкости). Известна растровая система с регенерацией изображения из памяти ЭМ [1].

Описание блок-схемы дисплея

Графический дисплей создан на базе ЭМ "Электроника-1001" и алфавитно-цифрового дисплея "Видестон" VT 340. Их основные технические характеристики:

ЭМ "Электроника-1001" :	длина машинного слова	- 12 бит
	цикл машинной памяти	- 1,5 мс
	скорость <i>Program</i> канала	- 150 кслов/с
	скорость КЦД	- 660 кслов/с
	объём памяти	- 32 кслов
VT-340 :	диагональ экрана	- 28 см (11")
	полезная площадь	- 20x14 см ²
	кол-во информационных строк	- 16
	кол-во знаков в строке	- 80
	ёмкость буферной памяти	- 16x80x8=1280x8 бит
	формат изображения	- точечная матрица 5x7 в системе телевизионной развертки
	частота кадров	- 50 Гц
	частота растровых точек	- 12,32 МГц
	система кодов	- КОИ7 (АISC-II)
	набор знаков	- 26 латинских букв, 10 цифр, 28 спец.знаков, 31 русская буква.
	формат метки	- четырёхкратное подчёркивание.

Алфавитно-цифровой дисплей VT-340 работает на линии с ЭМ по программному каналу с интерфейсом VD I4, имеет тот же адрес, что и стандартные устройства ввода/вывода (СП-3-считыватель с перфоленты, Ш-150 - перфоратор, Соп - *su* -254 - пультовая пишущая машинка), что позволяет использовать при работе оператора стандартное математическое обеспечение (Символический редактор, Макроассемблер, Фокал, Фортран и т.д.). Алфавитно-цифровую информацию (надписи, масштабирование по осям X,Y и т.д.) получают на экране с использованием аппаратных средств дисплея VT-340.

Технические характеристики дисплея VT-340 позволяют иметь телевизионный растр (без развертки через строку) с адресуемостью точек: по оси X - 80x7=560, по оси Y - 16x16=256; при развертке через строку: по оси X - 560, по оси Y - 512 (экспериментально была проверена возможность последнего варианта, при этом качество изображения существенно не ухудшается, хотя частота мерцания его при этом 25 Гц и формат изображения алфавитно-цифровой информации 5x14).

Для реализации раstra из дисплея VT-340 выводятся следующие сигналы:

- тактовая частота растровых точек CLK VD02 - 12,32 МГц,
- импульсы, определяющие длительность информационных строк раstra VK7 VD04, - 16 кГц,
- импульсы, определяющие длительность информационной части полукадра VKSY VD04, - 50 Гц.

Эти сигналы используются для синхронизации работы КЦД ЭМ и опроса внешней буферной памяти. Полученный видеосигнал заводится в дисплей и смешивается с собственным видеосигналом дисплея непосредственно перед видеосигналом. Схема для получения синхронимпульсов и смешивания видеосигналов кон-

структивно выполнена в виде отдельной платы, закрепленной в самом дисплее VT-340. Кроме того, в конструкции дисплея помещается блок высокочастотного преобразователя видеосигнала дисплея в стандартный телевизионный сигнал, необходимый для дублирования картинка на стандартном телевизионном приёмнике, работающем с высокочастотным входом. Существует возможность вывода видеосигнала из дисплея и на уровне ТТЛ. Для этого в дисплей встроены два коаксиальных разъёма.

Графическая система имеет следующие режимы работы:

I. Ввод/вывод алфавитно-цифровой информации.

Как отмечалось выше, дисплей VT-340 связан с ЭВМ через контроллер, но имеется особенность при выполнении команд УВВИ:

6031	KSF	- опрос флага ввода
6032	KCC	- сброс флага ввода
6034	KRS	- ввод 1
6036	KRB	- ввод 2 (со сбросом флага)
6041	TSF	- опрос флага вывода
6042	TCF	- сброс флага вывода
6044	TPC	- вывод 1
6046	TLS	- вывод 2 (со сбросом флага вывода).

При выполнении этих команд ввода/вывода контроллер не требует предварительной загрузки слова *N*, *A*, *F*, а работает таким же образом, как и стандартное УВВИ, причём реализована возможность одновременной работы УВВИ и дисплея VT-340. Твёрдые копии выводимой информации возможно получать также на матричном АППУ. Математическое обеспечение для программного перевода дисплея в режим "PRINT" доработано для Макроассемблера и Символического редактора.

2. Вывод "сложной" графической информации (картинка побитно хранится в ОЗУ ЭВМ и занимает 8 кслов памяти).

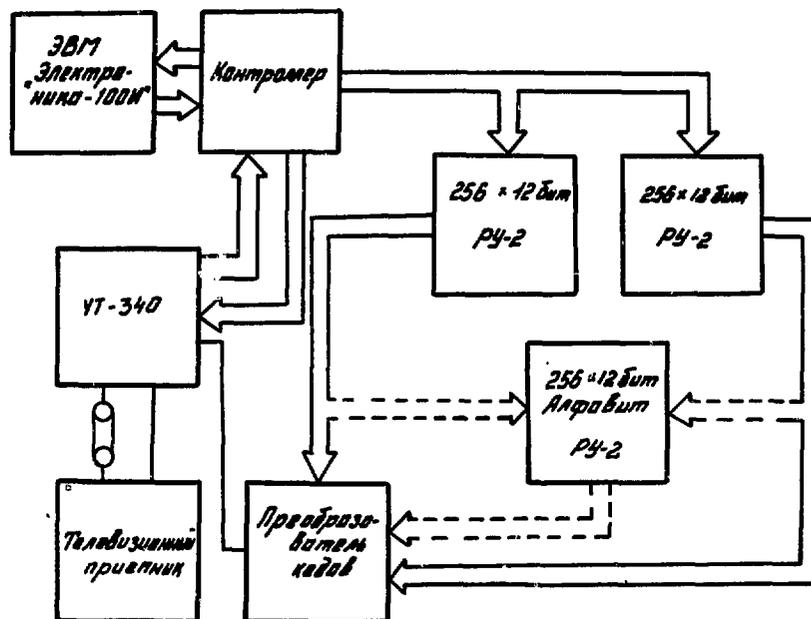
Этот режим работы необходим, когда отображаемая информация сложна и отображать её нужно достаточно точно. При этом картинка побитно строится в памяти ЭВМ и через буферную внешнюю память на 512 слов с преобразованием в последовательный код выводится на экран дисплея. При этом процессор занят на регенерацию изображения 70% машинного времени. Работает КЦД, так называемый одноцикловый разрыв данными (1,5 мс на передачу одного машинного слова). Контроллер имеет мультиплексированный КЦД (8 каналов, каждый канал имеет своё слово *N*, *A*, *F*, распаянное в ПЗУ, и приоритет). При включении КЦД приостанавливается выполнение программы в ЭВМ, сохраняются в контроллере адрес, подадрес и функция, необходимые для работы программы, цикл контроллера запускается синхронными импульсами КЦД и новое значение *N*, *A*, *F* выбирается на магистраль корзины из ПЗУ контроллера. Буферная память на 512 слов разбита на два регистра из 256 слов, конструктивно представляет собой ячейку "Сумма" двойной ширины. Регистры поочередно работают на линии с ЭВМ на запись и ячейкой параллельно-последовательного преобразования на считывание. Запись идёт через магистраль корзины, считывание через разъёмы РПМ7-36, установленные на задних панелях ячеек. Схема параллельно-последовательного преобразователя синхронизирована синхронными импульсами дисплея и вырабатывает видеосигнал.

3. Вывод "простой" графической информации (картинка хранится в ОЗУ ЭВМ в кодах графического алфавита и занимает 1 кслов памяти). Алфавит из 32 графических элементов хранится во внешней памяти.

При отображении информации АСУ (блок-схемы систем, гистограммы, простейшие графики) отпадает необходимость в побитном запоминании картинки. Информация, выводимая на экран, аппроксимируется с помощью графического алфавита, состоящего из 32 графических элементов форматом 12x8, и хранится во внешней памяти ЭВМ в кодах (номерах) алфавита. Алфавит хранится во внешней памяти 256x12 бит. При этом информация в параллельно-последовательный преобразователь поступает из памяти алфавита, а управление выборкой осуществляется из регистров буферной памяти, где хранятся номера алфавита. Время процессора, необходимое на регенерацию, в этом случае составляет 8%, а при расширении внешней памяти до 1024 слов, процессор оказывается не занятым на регенерацию изображения. Подобные графические системы и возможности их создания на базе графического алфавита из 16-32 элементов описаны в литературе [2,3]. Преимуществом описываемой графической системы является возможность гибко изменять графический алфавит и для каждой картинке иметь свой набор графических элементов.

Л и т е р а т у р а

1. Автоматизация научных исследований на основе применения ЭЦМ. Труды Всесоюзной конференции, Новосибирск, 1971.
2. Телевизионные методы и устройства отображения информации. Под редакцией М.И.Кривошеева, М., Сов.Радио, 1975.
3. M.C.Crowley-Milling, The Design of the Control System for the CPS. CERN 75-20 (1975).



Р и с. I. Блок-схема дисплея.

СИСТЕМА НОВЫХ УСКОРЯЮЩИХ СТАНЦИЙ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА НА 76 ГЭВ ДЛЯ РАБОТЫ С БУСТЕРОМ

А.М.Гудков, Б.М.Гутнер, А.А.Журавлёв, В.Б.Залманзон, М.И.Литов, В.В.Поляков, А.И.Прокопьев, И.И.Сулыгин, Б.К.Шембель

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Реконструкция системы ускоряющих станций протонного синхротрона ИФВЭ на энергию 76 ГэВ (У-70) осуществляется в связи со строительством бустера и ростом интенсивности У-70 более чем на порядок [1]. В докладе дается описание системы новых станций и приводятся результаты стендовых испытаний головного образца.

Существующая ускоряющая система [2] в настоящее время включает в себя 50 станций. За 11 лет в аппаратуру станций внесен ряд усовершенствований, направленных на улучшение их эксплуатационно-технических характеристик. Создана система подавления самогруппировки пучка [3]; реализована схема форсирования ускоряющего напряжения при инжекции; выполнена экранировка пучка от полей рассеяния обмотки подмагничивания феррита; повышена электрическая прочность резонатора и обмотки; вынесен в обслуживаемые помещения ряд электронных блоков и органов управления; устранены переходные процессы в фильтрах мощных выпрямителей; облегчены тепловые режимы мощных ламп; ликвидированы концевые изоляторы вакуумной вставки резонатора. В результате система ускоряющих станций является одной из самых надежных на ускорителе. Вместе с тем, опыт эксплуатации показал безусловную целесообразность выноса электронного оборудования в обслуживаемые помещения.

При разработке новых станций учтен опыт работы ускорителя и приняты следующие основные предпосылки:

1. Амплитуда ускоряющего напряжения остается неизменной - 360 кВ за оборот.
2. Диапазон рабочих частот сохраняется прежним, чтобы обеспечить использование существующего линейного ускорителя И-100 в качестве резервного инжектора и постепенный монтаж станций на ускорителе.
3. Мощность новых станций должна быть достаточной для возможного наращивания интенсивности до 10^{14} прот/цикл.
4. Для развития экспериментальной базы и систем коррекции У-70 требуется освободить ряд прямолинейных промежутков за счет сокращения числа ускоряющих станций до 40 (с учетом 10-процентного резерва).

Ускоряющее устройство с отрицательной обратной связью по ВЧ

Основные параметры существующих и новых ускоряющих станций приведены в таблице. Наиболее существенной особенностью новых станций является применение в них отрицательной обратной связи (ООС) по высокой частоте для снижения сопротивления связи резонатора с пучком $Z_{св}$. Анализ устойчивости работы ускоряющей системы при больших токах пучка с учетом систем автоматического управления радиочастотой по пучку, автоподстройки частоты резонатора (АПЧ) и авторегулирования амплитуды (АРА) показал [4], что для обеспечения хорошей развязки этих систем необходимо снижать $Z_{св}$ так, чтобы угол расстройки резонатора φ_r

Параметр	Единица измерения	Существующие станции	Новые станции
Энергия инжекции	МэВ	100	1500
Интенсивность пучка	прот/цикл	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$
Диапазон частот: с И-100	МГц	$2,6 \pm 6,1$	$2,6 \pm 6,1$
с бустером	МГц	-	$5,56 \pm 6,1$
Максимальная скорость изменения частоты	МГц/с	180	14 (180 с И-100)
Общая длина орбиты, занятая резонаторами	м	75	60
Число ускоряющих станций	-	50	40
Амплитуда ВЧ-напряжения на резонаторе	кВ	7	10
Максимальная мощность потерь в феррите	кВт	4	10
Максимальная мощность, передаваемая пучку	кВт	0,56	8 (16 при 10^{14} прот/цикл)
Мощность ВЧ-усилителя	кВт	6	28

не превышал половины угла синхронной фазы ψ_s .

На рис.1 приведена упрощенная принципиальная схема ускоряющего устройства новой станции с ООС. При полосе рабочих частот ($5,56 \pm 6,1$ МГц) оказалось возможным охватить ООС два каскада и таким образом снизить потери в устройствах обратной связи. Для такой схемы выходное сопротивление лампы Л2

$$Z_{\text{вых}} = \frac{K_2}{\beta_0 K_1 S_1 Z_2 S_2 K_3}, \quad (1)$$

а глубина обратной связи $K\beta = Z_3 / Z_{\text{вых}}$. Обозначения величин, входящих в (1), показаны на рис.1. Результирующее эквивалентное сопротивление схемы при большом внутреннем сопротивлении лампы Л2 (тетрод) $Z_3 \approx Z_{\text{вых}}$. Для получения заданной и неизменной величины Z_3 необходимо, чтобы в рабочей полосе частот были малы фазовые сдвиги в тракте усиления. Входная цепь с дифференциальным трансформатором Т1 и межкаскадная цепь с Т2 в диапазоне $f_0 \pm 0,5f_0$ по своим характеристикам подобны параллельным контурам с добротностью $Q_1 = 0,5$ и $Q_2 = 1,25$, настроенным на среднюю частоту диапазона $f_0 = 5,8$ МГц. Резонатор в рабочей полосе частот также ведет себя как параллельный контур с $Q_3 \approx 50$.

На рис.2 приведены результирующие амплитудная ξ и фазовая φ характеристики входной цепи и первого каскада и отдельно - второго каскада с резонатором. При указанных выше значениях Q_1, Q_2, Q_3 и настройке резонатора на $5,6$ МГц на частоте возможного самовозбуждения $1/\xi_1 = 1,2$; $1/\xi_2 = 1,8$; $1/\xi_3 = 60$, что дает $K\beta_{\text{макс}} \approx 130$. Реально глубина обратной связи ограничена мощностью примененного в станции 200-ваттного транзисторного широкополосного возбудителя и составляет $K\beta = 15$, т.е. при настройке резонатора в диапазоне $5,56 \pm 6,1$ МГц имеется достаточно большой запас по амплитудной устойчивости усилителя с ООС.

Самовозбуждение в этой схеме возникает в такой точке диапазона перестройки резонатора, где все три контура имеют фазовые сдвиги примерно 60° , что соответствует спаду их ξ до 0,5. В этом случае $K\beta_{\text{макс}} = 8$. Испытания показали, что самовозбуждение наступает при перестройке резонатора до частоты $2,8$ МГц. Поэтому, при работе синхротрона с И-100, т.е. во всей полосе частот $2,6 \pm 6,1$ МГц, цепь обратной связи β_0 требуется размыкать.

Наиболее трудным, с точки зрения нагрузки, пучком является режим накопления частиц из бустера, осуществляемый при пониженном напряжении на резонаторе $U_{\text{мин}} = 3$ кВ. Поскольку при $K\beta = 15$ $Z_{\text{вых}} = 100$ Ом, а $Z_{\text{св}} = 4 Z_{\text{вых}}$, то при интенсивности пучка 10^{14} прот/цикл первая гармоника тока пучка $J_n = 5,5$ А наводит

на резонаторе напряжение 2,2 кВ. При этом угол расстройки резонатора $\varphi_p = 35^\circ$, т.е. условие развязки систем регулирования ($\varphi_p < \varphi_{p/2} = 45^\circ$) выполняется.

Для иллюстрации эффективности действия ООС на рис.3 приведена частотная характеристика ускоряющего устройства, снятая при пониженном в 2,5 раза напряжении на резонаторе и выключенной системе АПЧ. Видно, что несмотря на отсутствие перестройки резонатора, за счет действия ООС, форсирующей ток лампы, напряжение в рабочем диапазоне частот поддерживается постоянным.

При испытаниях усилитель обеспечивал проектную мощность 25–28 кВт и в балластном сопротивлении, имитирующем статическую нагрузку нучком, рассеивалась ВЧ-мощность до 18 кВт.

Размещение, конструктивные особенности, управление и контроль

В кольцевом зале ускорителя размещается шкаф двух последних каскадов усилителя мощности с резонатором и системой воздушного охлаждения. Источники питания и все остальное оборудование станций размещено в пяти обслуживаемых радиоаппаратных залах, а аппаратура центрального управления и контроля станций – в зале управления ускорителем.

Резонатор по конструкции мало отличается от существующего. В нем применен прежний феррит (300 НН), число цепей увеличено с 44 до 48, используется прежняя вакуумная вставка. Для экранировки пучка от полей рассеяния обмотки подмагничивания внутренняя труба резонатора выполнена из магнито-мягкой стали толщиной 3 мм. В дополнение к используемой в У-70 системе подавления самогруппировки пучка путем быстрого изменения частоты резонаторов предусмотрено закорачивание их зазоров с помощью специальных быстродействующих выключателей. Изучается возможность для предотвращения самогруппировки увеличивать глубину ООС на время циркуляции пучка. Кроме того, ведется исследование резонатора с точки зрения обнаружения и устранения возможных паразитных резонансов.

Опорное напряжение для системы АРА формируется в виде кусочно-ломаной кривой, состоящей из 10 участков, общим для всех станций функциональным генератором и передается на ускоряющие станции в цифровом виде. Непрерывный контроль состояния каждой станции осуществляется аналоговым блоком контроля амплитуды и фазы выходного напряжения. Кроме того, сигналы с 10 датчиков наиболее важных параметров каждой станции, а также 10 параметров, общих для радиоаппаратного зала, сведены в территориальные стойки контроля. Каждая стойка связана с пультом кабельными коммуникациями, позволяющими любой из указанных 450 сигналов проконтролировать дистанционно в аналоговом виде или подключить все датчики к ЭВМ для поочередного опроса и контроля.

Авторы благодарят всех сотрудников, принимавших участие в разработке ускоряющей системы и испытаниях головного образца станции.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.М.Адо и др. Труды второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, стр.47, М."Наука", 1972.
2. Б.М.Гутнер и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том II, стр.101, М.ВИНИТИ, 1970.
3. А.И.Басов и др. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том II, стр.13, М."Наука", 1977.
4. Э.П.Горюнов, Б.М.Гутнер и др. ЖТФ, 1977, том 47, В II, стр.2336.

ВОЛНОВОДНЫЕ И РЕЗОНАТОРНЫЕ УСКОРЯЮЩИЕ УСТРОЙСТВА УНК

В.В.Каталёв, С.А.Кузнецов, И.И.Сулыгин, Б.К.Шембель

Институт физики высоких энергий, Серпухов

О.А.Вальднер, С.А.Завадцев, Б.В.Зверев, Э.С.Масунов, В.Л.Морозов,
Н.П.Собенин

Московский инженерно-физический институт

В ускорительно-накопительном комплексе (УНК) [1] предусматривается 2 ступени ускорения: первая ступень от 70 до 400 ГэВ и вторая - от 400 до 3000 ГэВ. Пучок в кольцах УНК представляет собой цуги сгустков длительностью 5 нс, следующие с интервалами 0,3+1,5 нс. Это обусловлено особенностями многократной инжекции сгруппированного пучка. Средний ток пучка в каждом цуге - 1,6 А.

В качестве рабочей в УНК выбрана частота 200 МГц. Эта частота позволяет использовать для ускорения как волноводы, так и резонаторы простейшего цилиндрического типа, имеющие ряд преимуществ перед резонаторами других типов.

Основные параметры ускоряющих ВЧ-полей в кольцах УНК приведены ниже

		I ступ.	II ступ.
Максимальный прирост энергии частиц за оборот	МэВ	4,25	11,2
Максимальная амплитуда ускоряющего напряжения	МВ	12	17
Амплитуда ВЧ-напряжения при инжекции	МВ	2,8	12
Максимальная мощность, передаваемая пучку	МВт	6,8	18
Относительное изменение частоты при ускорении	-	10^{-4}	10^{-5}

Амплитуда ВЧ-напряжения выбрана из условия получения примерно двукратного запаса по площади сепаратрисы и предотвращения совпадения синхротронной частоты с гармониками питающей сети при накоплении пучка в I ступени.

Волноводные ускоряющие устройства

Использование волноводов в качестве ускоряющих элементов в протонном синхротроне впервые предложено [2] и успешно реализовано в ЦЕРНе при создании SPS [3]. Отсутствие элементов перестройки и возможность выноса ВЧ-оборудования из кольцевого зала ускорителя являются основными достоинствами волноводов.

При оптимизации ускоряющей системы необходимо минимизировать потребляемую мощность и длину волновода. На частоте 200 МГц мощность потерь в стенках мала, поэтому подбором скольжения y КПД системы η при максимуме пучковой нагрузки может быть получен близким к 100%. На рис.1 показана зависимость КПД от скольжения. Из нее видно, что заданное значение можно получить, выбрав y внутри интервала (y_1, y_2) . При малой перестройке по частоте $(\Delta f/f \sim 10^{-4})$ изменение скольжения Δy при ускорении мало и даже при высоком КПД $\Delta y \ll |y_2 - y_1|$. Внутри интервала (y_1, y_2) всегда существует [4] значение y_0 , соответствующее минимальной длине волновода (на рис.1 зависимость y_0 от η показана пунктиром). Когда время заполнения волновода энергией t_3 много меньше длительности импульса тока пучка t_n , y_0 целесообразно выбирать в качестве рабочего скольжения, а окончательный выбор рабочих параметров делать с учетом переходных процессов.

При большой величине и импульсном характере нагрузки волновода пучком амплитуда эффективного напряжения U и синхронная фаза φ_s зависят от номера ступки k , если не предпринимать мер для компенсации этой зависимости, можно потерять весь пучок. Обеспечить постоянство U и φ_s можно путем управления амплитудой и фазой колебаний генератора. Однако $t_3 \sim 0,2 + 0,5$ мкс. За это время изменить большую (~ 1 МВт) мощность ВЧ-генератора технически сложно. Остается один управляемый параметр — фаза колебаний генератора φ_0 , и поэтому не удастся обеспечить одновременно постоянство U и φ_s для всех ступков. Однако, как показывает анализ, даже при достаточно высоком η , выбрав должным образом φ_0 и изменяя φ_0 , можно добиться того, чтобы отклонения U и φ_s не превышали заданных пределов.

Резонаторные ускоряющие устройства

В общем случае резонаторные ускоряющие устройства, как узкополосные, требуют перестройки их частоты в цикле ускорения и при большой нагрузке пучком не позволяют вынести ВЧ-оборудование из туннеля ускорителя. В условиях УНК, где изменение частоты при ускорении мало, обе эти проблемы могут быть решены, если ускоряющее устройство составить из двух идентичных неперестраиваемых резонаторов и запитать их через Т-мост [5], [6] (см. рис. 2а). В этом случае отраженные от резонаторов волны складываются в плече моста, подключенном к нагрузке, и генератор оказывается всегда согласованным с входным сопротивлением моста.

Большой диапазон изменения тока пучка требует оптимизации параметров резонаторных ускоряющих устройств, чтобы обеспечить работу как в ускорительном режиме, так и в режиме циркуляции пучка при минимальных затратах мощности ВЧ-генератора. На рис. 2б показана зависимость требуемой мощности генератора P в долях мощности $P_{н0}$, идущей на ускорение номинального тока пучка $J_{н0}$, от отношения $J_{п0}$ к току $J_{н0}$ через активную проводимость резонатора при оптимальных, но фиксированных настройке и связи резонатора с фидером. Кривые построены для разных φ_s и учитывают изменение частоты при ускорении.

Анализ переходных процессов в резонаторах показывает, что здесь также требуется регулирование параметров ускоряющего напряжения, но из-за сравнительно большой постоянной времени резонаторных устройств ($\sim 5 + 15$ нс) требования к быстродействию систем регулирования более слабые, чем в случае волноводов. Для снижения этих требований следует выбирать возможно меньшую величину $J_{п0}/J_{н0}$.

В простом цилиндрическом резонаторе с колебаниями E_{010} высшие моды легко рассчитываются. Путем выбора длины резонатора можно снизить величину импедансов связи с пучком $Z_{св}$ ряда мод за счет пролетного фактора T , поскольку $Z_{свi} = T_i^2 Z_{pi}$. Здесь Z_{pi} — импеданс резонатора на i -й моде. Кроме того, если в отрезок вакуумной камеры, прилегающий к резонатору, поместить поглотители (см. рис. 2а), то можно создать широкополосный демпфер для всех мод с частотой выше критической для выбранного диаметра отрезка камеры. Оставшиеся низкочастотные типы колебаний могут быть подавлены соответствующими селективными демпферами.

Параметры ускоряющей системы УНК

В таблице 2 приведены расчетные параметры волноводных и резонаторных ускоряющих устройств УНК, соответствующие номинальной нагрузке пучком.

В волноводном варианте за основу принята примененная в SPS структура с поперечными стержнями и пролетными трубками (СПС). Длина и скольжение волноводов оптимизированы по КПД с учетом переходных процессов. Поскольку литературных данных о высших полосах СПС недостаточно, а их теоретическое исследование затруднительно, проводилось экспериментальное изучение структуры на моделях, соот-

ветствующих частоте 1 ГГц. Результаты измерений приведены на рис.3. Оказалось, что в диапазоне 1-3 ГГц СПС имеет пять высших полос пропускания, соответствующих второму обертогу рабочей частоты и волнам типа E_{01} , H_{11} , а также E_{11} двух различных поляризаций. Здесь же определены синхронные точки ($\beta_z = 1$). С пучком будут синхронны не основные, а первые гармоники волн высших мод, поэтому величины $Z_{св}$ для них будут небольшими. Так, для волны типа E_{01} при длине волновода 8 м $Z_{св} \approx 120$ кОм. $Z_{св}$ для высших мод могут быть существенно уменьшены применением для изготовления волновода вместо меди, например, нержавеющей стали. Это уменьшает $Z_{св}$ примерно в 6 раз, а КПД падает незначительно.

Резонаторный вариант базируется на цилиндрических резонаторах длиной 0,65 м, имеющих шунтовое сопротивление 10 МОм. Расстояние между центрами резонаторов $\frac{3}{4}\lambda = 1,125$ м. Длина резонаторного устройства приведена в таблице 2 с учетом широкополосных демпферов.

Мощность ВЧ-генератора в обоих вариантах принята равной 0,8 МВт.

Т а б л и ц а 2

Параметры	Единица измерения	Волноводы		Резонаторы	
		1ступ.	11ступ.	1ступ.	11ступ.
Амплитуда эффективного напряжения на ускоряющем устройстве	МВ	1,0	0,68	1,0	0,71
Максимальная ВЧ-мощность от генератора	кВт	765	790	745	780
Мощность потерь в стенках (медь)	кВт	13	7	50	25
Внешний диаметр ускоряющего устройства	м	0,9	0,9	1,3	1,3
Длина ускоряющего устройства	м	8,625	7,125	2,8	2,8
Количество ускоряющих устройств		12	25	12	24
Средняя за цикл ускорения ВЧ-мощность от генераторов	МВт	2,2	6,1	3,5	6,3

Заключение

Как волноводная, так и резонаторная ускоряющая система с мостовым питанием в условиях УНК позволяют вынести ВЧ-генераторы в обслуживаемые помещения и не требуют перестройки в цикле ускорения. Обе эти системы примерно равноценны по экономичности работы. Волноводы имеют большую длину, но меньшие поперечные размеры. Волноводная система требует большого быстродействия системы регулирования ВЧ поля. В ней сложнее идентификация и подавление высших мод. Резонаторное устройство требует идентичности параметров резонаторов и предъявляет более высокие требования к системе термостатирования.

В настоящее время ведется более углубленная проработка обоих вариантов.

Авторы приносят глубокую благодарность К.П.Мызникову, В.И.Балбекову, Г.Г.Гурову за полезные дискуссии и В.Г.Кудрявцеву за помощь в расчетах.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Балбеков и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИФЭЭ (состояние работ). Доклад на настоящем совещании, т. I.
2. W.Schnell. Proc. V Intern.Conf. on High Energy Accel. Frascati, 1965, p. 38.
3. G.Döme. Proc. of the 1976 Proton Linear Accel.Conf. Chalk River, Ontario, Canada, 1976, p. 38.
4. О.А.Вальднер, Э.С.Масунов. Сборник "Ускорители", вып.17, стр.3-12. М.Атомиздат, 1978.
5. J.Keane, R.Lankshar. IEEE Trans. on Nucl.Science, 1969, NS-16, No. 3, p.351.
6. И.Г.Мальцев, В.А.Тепляков Препринт ИФЭЭ 76-137, Серпухов, 1976.

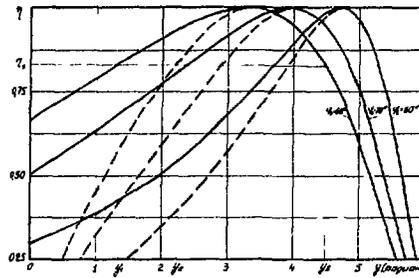


Рис.1. Допустимые изменения y для разных ζ - область под сплошными кривыми. Зависимость y_0 от ζ - пунктирные кривые. (Для структуры с отрицательной дисперсией y следует заменить на $-y$).

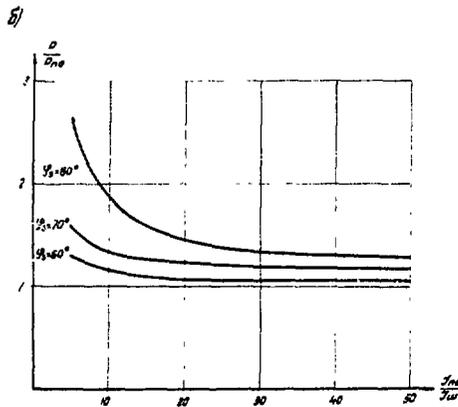
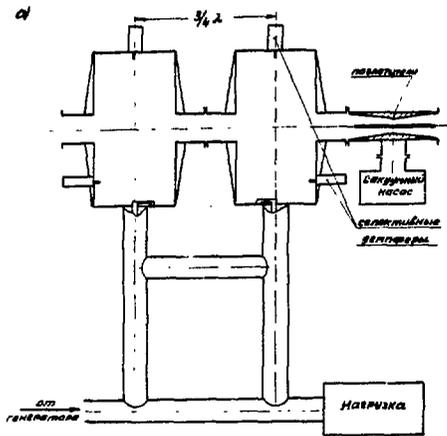


Рис.2. а) Схема резонаторного устройства с Т-мостом, б) зависимость потребляемой резонаторным устройством мощности от тока пучка.

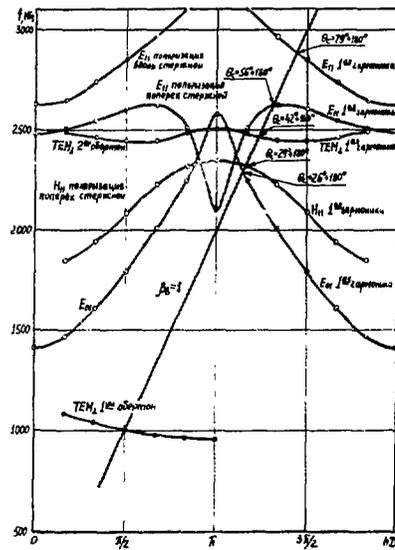


Рис.3. Дисперсионные характеристики структуры с поперечными сечениями.

ИСПЫТАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ СИСТЕМЫ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4
НА ЭНЕРГИИ 2 x 5,5 ГэВ

В.Г.Вещеревич, Э.И.Горникер, М.М.Карлинер, Г.Я.Куркин, И.Г.Макаров,
С.Н.Морозов, В.М.Петров, И.К.Седяров, А.Ф.Серов, И.А.Шехтман
Институт ядерной физики СО АН СССР

Высокочастотная система накопителя ВЭПП-4 обеспечит на трех ускоряющих резонаторах суммарное напряжение 4,9 МВ, что позволит проводить эксперименты на энергии 5,5 ГэВ.

Частота ускоряющего напряжения 181 МГц ($Q = 221$). Один резонатор питается от лампового генератора^{/1/}. Четыре выходных каскада генератора выполнены на лампах типа 6И-50. Выходные каскады подключены к ускоряющему резонатору через мосты сложения мощности и жесткий коаксиальный фидер. Мощность, поступающая в резонатор, равна 100 кВт.

Два других резонатора питаются от гирокон^{/2/}. Мощность передается по прямоугольному алюминиевому волноводу длиной 60 м, гирокон и резонаторы подключены к волноводу короткими жесткими коаксиальными линиями (10 м) с принудительным воздушным охлаждением. Высокочастотная мощность, отдаваемая гирокон^{ом}, составит 350-400 кВт.

Ускоряющие резонаторы имеют тороидальную форму и по конструкции аналогичны ранее разработанным для ВЧ-системы накопителя ВЭПП-3^{/1/}. Добротность резонаторов составляет 50000, шунтовое сопротивление - 10 МОм. Изучен спектр высших резонансных мод ускоряющих резонаторов.

Резонаторы имеют три элемента подстройки, с помощью которых устанавливаются частоты высших резонансных мод так, чтобы исключить самовозбуждение фазовых колебаний пучка в накопителе. Правильность настройки и эффективность элементов подстройки подтвердилась при работе одного из резонаторов в накопительном кольце ВЭПП-4 с электронным пучком на энергии инжекции 1,5 ГэВ.

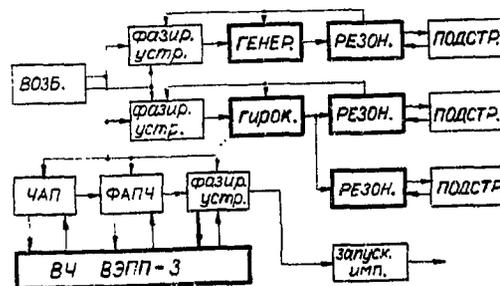


Рис. 1. Функциональная схема ВЧ-систем накопителей ВЭПП-4 и ВЭПП-3.

Система управления ВЧ-питанием ВЭШ-4 (рис.1) обеспечивает фазировку напряжений на ускоряющих резонаторах посредством привязки их к фазе опорного напряжения 181 МГц, автоподстройку резонансной частоты ускоряющих резонаторов, регулировку мощности лампового генератора, контроль блокировки, режим инжекции частиц в ВЭШ-4 из ВЭШ-3 /3/.

ВЧ-системы этих накопителей работают от разных возбуждателей. Перед инжекцией частиц частота возбуждателя ВЭШ-3 изменяется так, чтобы частота обращения частиц в этом накопителе относилась к частоте обращения частиц в накопителе ВЭШ-4 как 64:13. Если частоты в накопителях относятся как целые числа, то при соответствующей фазировке ускоряющих напряжений накопителей моменты времени, в которые возможна инжекция частиц в один накопитель из другого, следуют с частотой, равной наибольшему делителю частот обращения частиц в накопителях. В данном случае эта частота равна 63 кГц.

Перестройка частоты значительно превосходит полосу пропускания ускоряющего резонатора ВЭШ-3. Для того чтобы не вызвать фазовые колебания частиц с большими амплитудами, перестройка частоты производится следующим образом. Сначала частота перестраивается системой частотной автоподстройки (ЧАП) так, чтобы успевал подстраиваться ускоряющий резонатор накопителя ВЭШ-3. ЧАП работает до тех пор, пока ошибка в подстройке частоты, пересчитанная к частоте ускоряющего напряжения, не станет значительно меньше полосы пропускания ускоряющего резонатора. Затем включается система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Она включается так, чтобы перестройка частоты возбуждателя происходила монотонно. После окончания переходного процесса в системе ФАПЧ частоты обращения частиц относятся как целые числа. Затем фаза ускоряющего напряжения накопителя ВЭШ-3 изменяется так, чтобы обеспечить инжекцию в заданную сепаратрису ВЭШ-4. После этого выдаются синхронизирующие импульсы для запуска систем впуска-выпуска и канала транспортировки заряженных частиц.

Канал выпуск-впуск запускается от шестиканального генератора задержанных импульсов. Задержка в каждом канале регулируется в пределах (30 ± 1300) нс с дискретностью 0,3 нс. Нестабильность задержки импульсов составляет $\pm 0,05$ нс.

Нестабильность инжекции во времени относительно равновесной фазы не превышает 0,3 нс.

Один ускоряющий резонатор, питающий его ламповый генератор и часть системы управления, не связанная с гироконом, работали при настройке накопителя ВЭШ-4. Результаты работы показали полное соответствие параметров системы расчетным.

Были проведены стендовые испытания гирокона, при которых один вывод энергии нагружался на резистивную нагрузку, а другой - на ускоряющий резонатор. Была получена суммарная выходная мощность 400 кВт. При этом мощность пучка была около 600 кВт. Потери в резонаторах гирокона составляли 80 кВт, а электронный КПД - 80%. Токооседание пучка в гироконе проверялось при мощности развернутого пучка более 1000 кВт и не превышало 1%. Напряжение на ускоряющем резонаторе при испытаниях достигало 2 МВ. При этом интенсивность рентгеновского излучения из резонатора превышала 1000 Р/час, а перегрев стенки резонатора составлял $(20 \pm 60)^\circ\text{C}$. Это вызывало температурный уход резонансной частоты 140 кГц, который выбирался автоподстройкой.

Дальнейшее развитие ВЧ-системы накопителя ВЭШ-4 предполагает постановку еще пяти ускоряющих резонаторов, а также замену коаксиальных участков фидерной трассы от гирокона волноводными устройствами сложения и распределения мощности. Это позволит поднять энергию частиц в кольце ВЭШ-4 выше 5,5 ГэВ.

Л и т е р а т у р а

1. Вещеревич В.Г. и др. Высоочастотная система накопителя ВЭПП-3 на энергию 3 ГэВ. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, стр. 337. М., "Наука" 1975.
2. Будкер Г.И. и др. Высоочастотная система электрон-позитронного накопителя ВЭПП-4 на основе гирокон - мощного УКВ-генератора с несгруппированным релятивистским пучком. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 284. М., "Наука", 1977.
3. Протопопов И.Я. Состояние работ на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-4. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 421. Серпухов, 1977.

КОММУТАТОРЫ СО СЖАТЫМ ГАЗОМ ДЛЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Толопа А.М., Усов Ю.И.

НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте

Элементом, определяющим скорость нарастания мощности в диоде сильноточного электронного ускорителя (СЭУ), потери напряжения и энергии при формировании наносекундного импульса, является коммутатор. Чаще всего в сильноточных ускорителях для коммутации формирующих линий используются коммутаторы со сжатым газом и жидкостные^{/1-3/}. Первые по сравнению с жидкостными обладают меньшей проходной емкостью, высокой стабильностью запуска, слабо коррелированной со скоростью нарастания зарядного напряжения в СЭУ ($du/dt \approx 10^{11} - 10^{13} \frac{В}{с}$), меньшей эрозией электродов и отсутствием гидродинамического удара^{/2/}.

В докладе приводятся результаты исследования мегавольтных разрядников со сжатым газом при работе в СЭУ, схем их запуска и некоторые данные по выбору изоляторов для них.

Размеры разрядника со сжатым газом определяются в основном допустимой напряженностью перекрытия изолятора, т.к. она значительно ниже пробивной напряженности газового зазора^{/4/}. Объем же, занимаемый разрядником, определяет во многом индуктивность разрядного контура и соответственно скорость коммутации. С целью выбора минимального размера изолятора были проведены исследования напряженности перекрытия капролона и оргстекла в сжатом газе - материалов, выпускаемых промышленностью в большом количестве. На изоляционные кольца с диаметром 180/144 мм подавался импульс напряжения, типичный при зарядке формирующих линий от ГИНа. скорость нарастания напряжения $1,2 \cdot 10^{12}$ В/с. На рис.1 приведе-

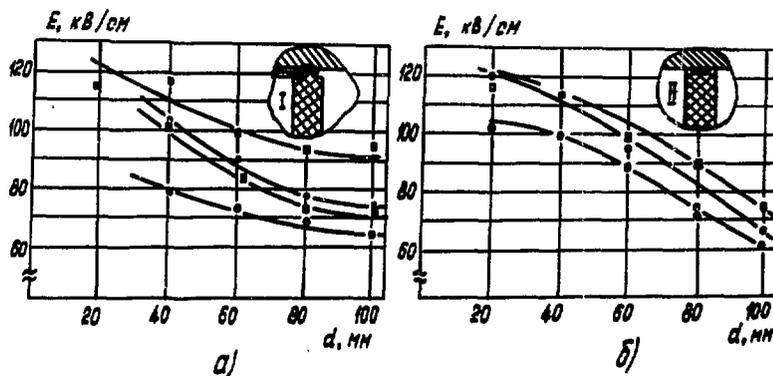


рис.1. Зависимость средней напряженности перекрытия капролона и оргстекла от высоты образца. а) - крепление с газовым промежутком -I, б) - плотное крепление-II; ■, □ - образцы из оргстекла, ●, ○ - образцы из капролона, ■, ● - заполнение смесью $0,1 SF_6 + 0,9 N_2$, □, ○ - заполнение N_2 .

ны зависимости средней напряженности перекрытия вдоль изолятора от длины кольца, для двух видов стыковки изолятора с электродами: с газовым зазором (а) и плотной (б). Ошибка определения среднего значения пробивной напряженности не превышает 10 %. Давление в объеме — 10 атм. Расчетная неоднородность поля вдоль изолятора менее 3%.

Кривые для крепления I идут несколько ниже, чем для крепления II, причем образцы в первом случае разрушаются также раньше. Оргстеклянные образцы выдерживают приблизительно 100 срабатываний, пропуская в общей сложности I,2 Кл, в то время как капролон начинает разрушаться после приблизительно 30 срабатываний. В процессе исследований было установлено, что пробивное напряжение для капролона падает с ростом числа последовательных срабатываний: примерно на 34 % для смеси элегаза с азотом и на 20 % для азота через 50 последовательных срабатываний для крепления II. У оргстеклянных образцов снижения напряжения перекрытия не наблюдалось.

Таким образом, при конструировании разрядников со сжатым газом, с учетом возможности случайных пробоев по поверхности, предпочтительней использовать оргстекло, размеры изоляторов в этом случае меньше, при возможности достаточного запаса электрической прочности выгодней использовать капролон, т.к. он в механическом отношении менее хрупок, чем оргстекло. Указанные результаты исследования были использованы при разработке мегавольтных коммутаторов ускорителей Тонус-I и Тонус-2^{5/}.

Нами использовались три разновидности разрядников со сжатым газом с целью модернизации многоканального коммутатора ускорителя Тонус-I, имеющего достаточно сложный узел запуска^{6/} и разработки разрядников для СЭУ Тонус-2. Схемы разрядников приведены на рис.2. Запуск их основан на искажении электрического

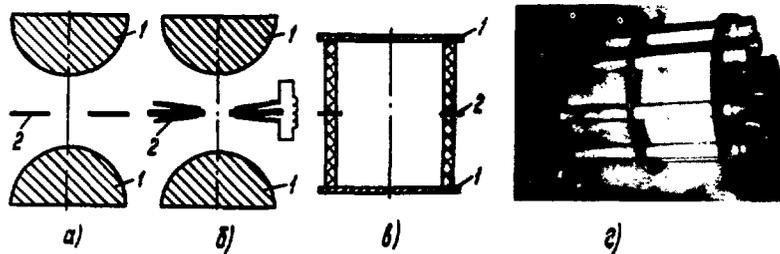


рис.2. а), б), в) — схемы газовых разрядников,
I — основные электроды, 2 — управляющий электрод,
г) — фотография разрядника на $1,5 \cdot 10^6$ В.

поля в межэлектродном зазоре^{6,7/}. Потенциал запускающего электрода-2, задаваемый при зарядке ДФЛ активным делителем, в момент запуска разрядников изменялся при замыкании его на землю через запускающий разрядник и развязывающее сопротивление. Такая схема имеет то преимущество, что все элементы запуска находятся в объеме ускорителя, т.е. не требуется отдельного генератора запуска.

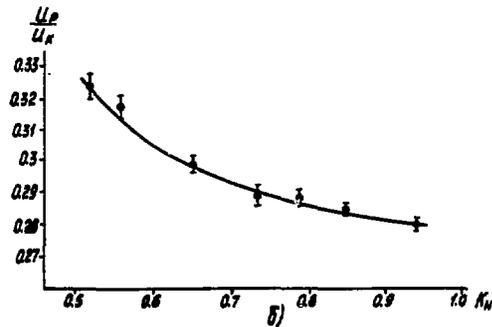
Первая схема рис.2а обеспечивает надежный запуск 2-х разрядников с развязкой менее 3 нс в диапазоне $K_n \geq 0,55-0,6$ ($K_n = U_3/U_{сп}$, где: $U_{сп}$ — напряжение самопробоя разрядника, U_3 — напряжение, при котором срабатывает запускающий разрядник) при коммутируемом напряжении $1,5 \cdot 10^6$ В. В результате исследования стабильности запуска было, в частности, установлено, что основное влияние на

разброс времени запаздывания оказывает разброс в срабатывании первого из зазоров основного разрядника. Поэтому было предложено стабилизировать время запаздывания первого зазора дополнительной подсветкой, подаваемой в момент искажения электрического поля. Это было достигнуто путем перекрытия диэлектрической пластины в момент понижения электрического поля. Схема разрядника с данным устройством запуска приведена на рис. 26^{8/}. Два разрядника при коммутируемом напряжении $1,5 \cdot 10^6$ В работали параллельно с развязкой менее 3 нс в диапазоне $K_n > 0,5$. Ниже $K_n = 0,5$ испытания не проводились.

В работе^{9/} описан разрядник с работой по поверхности твердого диэлектрика в газе пониженного давления при коммутируемом напряжении менее 100 кВ с управляемым искажением электрического поля в межэлектродном зазоре. Нами был разработан и испытан разрядник, управляемый искажением электрического поля, в диапазоне до 10^6 В с пробоем по поверхности твердого диэлектрика в озонном газе ($p \sim 10$ атм), рис. 2в. Испытания показали, что пробой в разряднике имеет многоканальную ветвистую структуру. Однако долговечность такого разрядника лежит в диапазоне $0,5 \cdot 10^3 - 10^3$ срабатываний. При использовании капролона в качестве материала изолятора необходимо было задавать малый K_n , т.к. выше было показано, что у него снижается средняя напряженность перекрытия с ростом числа срабатываний, поэтому величина среднеквадратичного разброса времени запаздывания $\delta \sim 3-4$ нс достаточно велика для параллельного включения таких разрядников.

На основании проведенных исследований для ускорителя Тонус-1 и Тонус-2 был выбран разрядник с искажением электрического поля. Фотография одного из основных разрядников коммутатора ускорителя Тонус-1 приведена на рис. 2г, а схема на рис. 2а. При числе контрольных испытаний $5 \cdot 10^4$ без переборки и смены газа заметных изменений в деталях разрядников не обнаружено.

Пробой в таком разряднике имеет многоканальную ветвистую структуру. Рис. 3а



- а) - фотография части земляного электрода с автографом пробоа и зависимость числа отпечатков каналов на земляном электроде от диаметра отпечатка,
 б) - зависимость относительного падения напряжения на разрядном контуре от K_n .

показывает часть земляного электрода с автографом пробоа после одного срабатывания и зависимость числа отпечатков на земляном электроде N_d от диаметра отпечатка. Число отпечатков при диаметре $d > 0,1$ мм более 60. В работе^{10/} в разряднике с искаженным полем наблюдалось 4-6 каналов.

В коммутаторе ускорителя Тонус-1 определялось активное сопротивление искровых каналов путем численного решения на ЭИМ дифференциальных уравнений, составленных для схемы замещения разрядного контура. Оно составляет приблизительно 4 Ом при двух параллельно работающих разрядниках и 7 Ом при одном через 50 нс от начала коммутации. Зависимость относительного падения напряжения на разрядном контуре к коммутируемому напряжению от K_n при $t = 45$ нс приведена на рис. 3б. В диапазоне $K_n > 0,8$ оно составляет приблизительно 28 %.

Таким образом, разрядники с запуском искажением электрического поля в межэлектродном зазоре тонкой металлической пластинкой с отверстием по центру показывают хорошие характеристики стабильности запуска, высокую долговечность, удобство в обслуживании. Аналогичные разрядники с подобной схемой запуска разработаны для высокоточного ускорителя Тонус-2.

Л и т е р а т у р а

1. Диденко А.Н., Григорьев В.И., Усов Ю.И. Мощные электронные пучки и их применение. Атомиздат. м., 1973.
2. Мясц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. м., "Советское радио", 1974.
3. Смирнов В.И. Получение высоковольтных пучков электронов. ИТЭ, 1977, № 2, стр. 7-31.
4. Майзель Е.С. О влиянии формы поверхности опорных изоляторов на электрическую прочность газонаполненных промежутков, в кн. "Электрофизическая аппаратура и электрическая изоляция", м., Энергия, 1970, стр. 412-416.
5. Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Толопа А.М., Усов Ю.И. Мегавольтовый газовый коммутатор с запуском искажением поля. Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по высоковольтной импульсной электронике, изд. ТГУ, Томск, 1978, стр. 136.
6. Ремнев Г.Е., Руденко Н.С., Усов Ю.И., Шаганов А.А. Многоканальный коммутатор для наносекундных генераторов. ИТЭ, 1976, № 4, стр. 139-141.
7. Martin J.C. Nanosecond pulse techniques. Internal Report SSWA/JCM/704/49, AWRE, Aldermaston, England, 1970.
8. Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Руденко Н.С., Усов Ю.И., Коммутатор. А.С. № 525376, ОИПОТЗ, 1978, № 5, с. 236.
9. Григорьев А.В., Дашук И.И., Марков С.И., Шугов В.Л., Нрышева М.Д. Малоиндуктивный мегаамперный коммутатор тока на скользящем разряде. ИТЭ, 1976, № 4, стр. 151-153.
10. Mercer S., Smith I., Martin T. A compact multiple channel 3 MV gas switching. Proc. Int. Conf., Asti-Torino, 1974, New-York, London, 1976, p. 459-462.

ИЗМЕРЕНИЕ РАВНОВЕСНОЙ ОРБИТЫ ПУЧКА В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ
ВЭШ-4

Е.Н.Дементьев, Н.И.Зиневич, А.С.Калинин, Э.А.Купер, А.С.Медведко
Институт ядерной физики СО АН СССР

Как было описано в /1/, управление электрон-позитронным накопителем ВЭШ-4 осуществляется через ЭВМ ODRA -1325 при помощи специально разработанного комплекса измерительной и управляющей аппаратуры. В настоящей работе приводится принцип построения и результаты работы одной из систем накопителя - система измерения равновесной орбиты (РО) пучка.

Измерение РО проводится в 52 сечениях вакуумной камеры накопителя по радиусу и вертикали. Это соответствует 6 точкам измерения на длину волны свободных бетатронных колебаний.

Одна из существенных особенностей, возникающих при измерении положения пучка на электрон-позитронных накопителях типа ВЭШ-4, состоит в том, что длина ступки частиц в них равна 2×30 см, т.е. ширина спектра сигналов пучка составляет 1 ± 2 ГГц.

Учитывая, что широкий спектр предъявляет жесткие требования к датчикам, передающим кабелям и электронным схемам /2/, мы отказались от широкополосного варианта и применили избирательную систему, работающую на одной из низких гармоник частоты обращения пучка.

В качестве датчика в системе использованы электростатические пикап-электроды. Поскольку короткий пучок возбуждает на паразитных резонансных конструкциях электродов высокочастотные колебания, электроды оснащены фильтрами нижних частот (ФНЧ), которые устраняют вредное влияние колебаний на электронные схемы. Эту же роль могли бы выполнить колебательные контуры, емкости которых образованы электродами датчика, однако применение фильтров дало возможность использовать пикап-электроды в устройстве для наблюдения за током и положением пучка на первом обороте.

ФНЧ выполнены в виде несогласованных LC-фильтров, которые нагружены на высокоомный вход усилителя. Для уменьшения неравномерности коэффициента передачи в полосе прозрачности в индуктивные ветви введены дополнительные омические потери.

Система измерения РО организована следующим образом:

Автономным узлом системы является блок "АЦП-ОРБИТА", каждый блок связан с ЭВМ. Число блоков в системе - 8. Один блок обслуживает 8 пикап-станций, которые включают в себя пикап-электроды, фильтры и согласующую электронику. Блок поочередно опрашивает пикап-станции, при этом измеряются сигналы с электродов, и результат запоминается в буферном запоминающем устройстве. Информация из запоминающих устройств по команде оператора передается в ЭВМ, где производится вычисление орбиты.

Отметим, что в блоке "АЦП-ОРБИТА" применен универсальный цифровой узел, на базе которого выполнен ряд других контрольно-измерительных систем накопителя /1/.

Функциональная схема блока "АЦП-ОРЕБИТА" и пикап-станций приведена на рис.1.

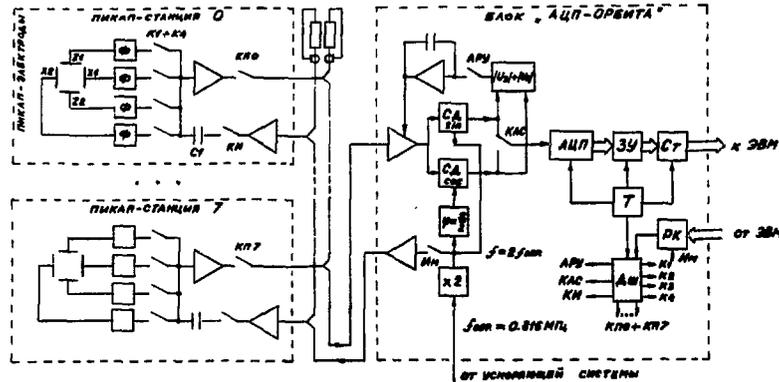


Рис.1. Схема измерения равновесной орбиты.

Ф - фильтр нижних частот; К1-К4, КИ, КИИ - высоко-
частотные ключи; АРУ, КАС - аналоговые ключи,
СД - синхронный детектор; АЦП - аналого-цифровой
преобразователь; ЗУ - запоминающее устройство;
Ст - станция связи с ЭВМ; Т - таймер, ДШ - дешифратор,
РК - релейный коммутатор.

Станция, содержащая 4 пикап-электрода, включает в себя также 4 ФНЧ, высо-
кочастотные ключи К1, К1+К4, КИ и согласующий усилитель. Ключ К1 подключает
пикап-станцию к блоку "АЦП-ОРЕБИТА", К1+К4 осуществляют подключение пикап-элек-
тродов ко входу согласующего усилителя, КИ используется при калибровке пикап-
станции.

Блок "АЦП-ОРЕБИТА" содержит приемник, настроенный на удвоенную частоту об-
ращения пучка (1,6 МГц) и два синхронных детектора (СД), опорные напряжения
которых взаимно ортогональны. Кроме того, блок включает в себя аналого-цифро-
вой преобразователь (АЦП), измеряющий сигналы с детекторов, запоминающее уст-
ройство (ЗУ) на 128 двенадцатиразрядных двоичных слов (один разряд знаковый),
таймер (Т) и дешифратор (Дш).

В качестве опорного напряжения детекторов используется сигнал от ускоряю-
щей системы накопителя. Это позволяет получить на выходе детектора наилучшее
отношение сигнал/шум. Использование взаимно ортогональных опорных напряжений
синхронных детекторов позволяет определить амплитуду синусоидального сигнала
независимо от его фазы.

Отметим, что оснащение системы преобразователем частоты позволяет исполь-
зовать её на других установках, частота обращения пучка в которых лежит в пре-
делах полосы прозрачности ФНЧ. Именно такой системой оснащён накопитель ВЭП-3.

Выходные напряжения детекторов - будем называть их синусным и косинусным -
благодаря работе ключей К1 + К4 образуют временную последовательность, изобра-
женную на рис.2. Здесь X1, X2, Z1, Z2 сигналы с каждого пикап-электрода;
сигналы ΣX, ΣZ соответствуют одновременно подключенным двум вертикальным
или двум радиальным электродам; N - состояния, соответствующие отключенным
электродам. Полученная на выходах синусного и косинусного детекторов времен-
ная последовательность поступает через коммутатор аналоговых сигналов (КАС)
на АЦП, затем в ЗУ и далее через станцию связи (Ст) в ЭВМ.

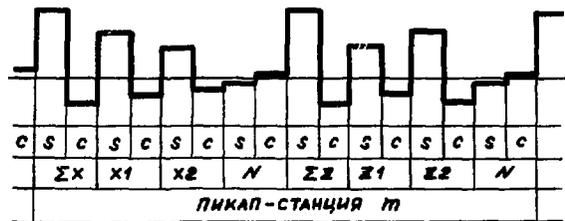


Рис.2. Временная последовательность сигналов пикап-станций.
 S(C) - выходное напряжение синусного (косинусного) детектора; ΣX, ΣZ - подключены оба электрода;
 X1, X2, Z1, Z2 - подключен один из электродов;
 N - оба электрода подключены.

Управление ключами осуществляется от таймера блока "АЦП-ОРЕБИТА" и релейного коммутатора (УР), управляемого от ЭВМ. Время, отводимое на одно состояние ключей, равно 20 мс, т.е. система затрачивает 160 мс на одну пикап-станцию. Период работы системы равен 1,28 с.

Для сжатия динамического диапазона детектируемых сигналов применена схема автоматической регулировки усиления приемника, работающая в импульсном режиме от суммы модулей синусного и косинусного сигналов ΣZ и ΣX с последующим запоминанием регулирующего напряжения.

Вычисление смещения пучка по результатам измерений ведется в ЭВМ. По радиусу:

$$X = X_{\max} \frac{M_x \sqrt{(X1_s - N_s)^2 + (X1_c - N_c)^2} - \sqrt{(X2_s - N_s)^2 + (X2_c - N_c)^2}}{M_x \sqrt{(X1_s - N_s)^2 + (X1_c - N_c)^2} + \sqrt{(X2_s - N_s)^2 + (X2_c - N_c)^2}},$$

где X_{\max} - радиальная полуапертура датчика, в первом приближении совпадающая с геометрической, M_x - калибровочный коэффициент, равный отношению емкостей электродов (с учетом емкостей фильтров). Вертикальное смещение пучка (Z) вычисляется аналогично. Коэффициент M_x , M_z и величины X_{\max} и Z_{\max} хранятся в памяти ЭВМ.

Калибровка системы состоит в определении коэффициентов M_x , M_z . При большом числе датчиков введение этих коэффициентов более предпочтительно, чем выравнивание емкостей электродов. В режиме калибровки сигнал имитации через ключ КИ и конденсатор С1 (рис.1) подается на вход пикап-станции. При этом временная последовательность работы сохраняется прежней. Режим калибровки позволяет также проводить машинную диагностику неисправностей системы. Для этой цели оказалось удобным использовать как амплитудные, так и фазовые соотношения сигналов.

Результаты. Описанная система была введена в работу летом 1977 года при запуске ВЭПШ-4. Система использовалась для коррекции РО и определения эффективной апертуры накопителя^{3/}.

Типичная картина РО накопителя, выведенная на графический дисплей типа "Tektronics -4006/1", приведена на рис.3.

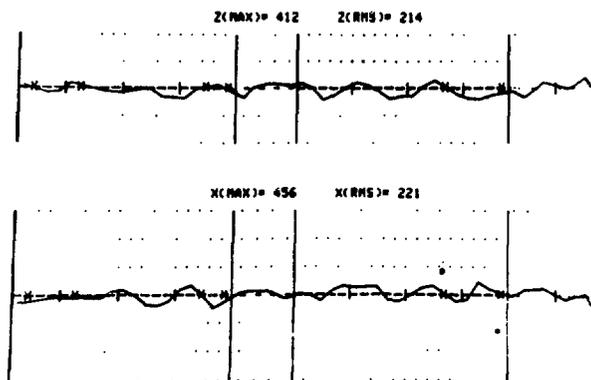


Рис.3. Картина равновесной орбиты. ж - отключенные пикап-станции.

Диапазон токов пучка при работе составлял $0,025 \pm 2$ мА. Среднеквадратичная погрешность измерений при числе частиц на орбите $4 \cdot 10^9$ (500 мкА) составила 0,15 мм. Эта же точность при меньших токах достигается усреднением результатов в ЭВМ.

Программы для ЭВМ, обслуживающие описанную систему, составлены И.Я.Протопоповым и А.А.Жоленцем.

В заключение авторы благодарят М.М.Карлинера, В.И.Нифонтова за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. С.Д.Белов и др. Структура системы автоматизированного управления и контроля накопителя ВЭПП-4. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, М., "Наука", 1976.
2. C.R.Carman et al. Measurement of the SPEAR beam's closed orbits. SPEAR-136, Dec. 1971.
3. Протопопов И.Я. Состояние работ на установке со встречными электрон-позитронными пучками ВЭПП-4. Труды X Международной конференции по ускорителям, т.1, Серпухов, 1977.

БЕСКОНТАКТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.В.Еляш

Московский радиотехнический институт АН СССР

Продвижение физического эксперимента в область все более высоких энергий связано, по крайней мере в настоящее время, с увеличением энергии ускорителей классического типа, а также с созданием на их основе установок со встречными пучками /1/.

Одновременно с увеличением энергии на действующих и сооружаемых ускорителях решается задача существенного повышения интенсивности ускоряемых пучков. Возникающие при этом качественно новые эффекты, обусловленные увеличением сил пространственного заряда, делают необходимым совершенствование методов измерения параметров пучка с целью более детальных исследований его динамики в новых условиях и на их основе повышения эффективности физического эксперимента.

В последние годы осуществлялось не только совершенствование известных бесконтактных методов диагностики пучков заряженных частиц в ускорителях высоких энергий (индукционные методы), но и предложены новые. На ускорителях и накопителях используются ионизационный метод и метод шумов Шоттки, начата разработка оптического метода измерения параметров протонного пучка по вынужденному магнитно-тормозному (ондуляторному) излучению.

Индукционный метод

Получение непрерывной информации, на которой базируются исследования динамики ускоряемого пучка без его разрушения, связано с хорошо развитой техникой индукционных датчиков /2-5/, широко применяемых в системах, ставших неотъемлемой частью любого современного ускорителя. К ним относятся системы измерения интенсивности, положения, автоматического управления ускоряющим полем по информации о пучке, измерения и подавления поперечных фазовых и бетатронных колебаний.

Однако по своей природе индукционные методы оказываются эффективными лишь в отношении получения информации об интенсивности и положении центра тяжести пучка, и только в частных случаях эти методы могут дать информацию о его поперечной структуре /3, 4/.

На базе индукционного метода разработаны и широко используются два типа датчиков: электростатические электроды и магнито-индукционные трансформаторы тока. В таблице I в качестве примера приведены параметры устройств, разработанных в ЦЕРНе /5/.

Измерение параметров пучка при помощи резонаторных датчиков

Весьма плодотворными для измерения параметров пучка в линейных ускорителях оказались методы, основанные на возбуждении объемных резонаторов пролетающими через них сгустками заряженных частиц /6, 7/.

Используя различные конструкции объемных резонаторов и возбуждая их на разных типах волн и на разных гармониках частоты следования сгустков, а также используя обработку сигналов с помощью ЭВМ, можно измерять не только

Таблица I.
 Параметры устройств на базе индукционных датчиков (ЦЕРН, /5/).

Тип	место установки	измеряемый параметр	технические характеристики
Электростатические	Ускоритель на энергии 400 ГэВ	Положение центра тяжести пучка	Механические погрешности: 0,1 мм Динамический диапазон: по интенсивности - 100 по смещению - 100
	Ускоритель на энергии 30 ГэВ	Положение орбиты, радиальное и фазовое положение пучка для системы обратной связи Измерение азимутальной структуры	Полоса частот: 6 кГц - 30 МГц Динамический диапазон по интенсивности: 10^3 Чувствительность при высокой интенсивности +0,2мм при низкой интенсивности: 1 см Полоса частот : 120 кГц - 880 МГц
Магнитно - индукционные	Накопительные кольца	Измерение тока и аварийная защита	Полоса частот: 0 - 50 МГц Динамический диапазон: 130 дБ Чувствительность : 10 мкА (по постоянному току) Точность (долговременная стабильность) : $\pm 10^{-3}\%$ Предельный измеряемый ток: 40 А
	Бустер Ускоритель на энергии 30 ГэВ Накопительные кольца	Быстрые измерения интенсивности Медленные измерения интенсивности	Полоса частот : 500 кГц - 60 МГц Диапазон интенсивности: $2,5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{12}$ прот/ммп Точность: $\pm 2\%$ Полоса частот: 10^{-4} Гц - 10 кГц Диапазон интенсивности: $2,5 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{12}$ прот/ммп Точность : $\pm 0,1\%$

интенсивность и поперечное положение пучков, но также их среднюю скорость (энергию), длительность и форму сгустков, ширину энергетического спектра, распределение частиц по поперечному сечению (профиль) пучка, а также определять его эмittance, оценивая распределения частиц по поперечным фазовым плоскостям.

Для измерения тока пучка используется цилиндрический резонатор, пронизываемый пучком вдоль оси. Диаметр резонатора выбирается таким образом, чтобы его резонансная частота для колебания, когда электрическое поле направлено по оси датчика и вариации поля по азимуту и вдоль оси отсутствуют, совпадала

бы с частотой какой-либо гармоники тока пучка. При продольных размерах датчика 1-3 см и постоянной времени 0,3 - 1 мкс достигнута чувствительность около 1 В/мА, что на два порядка выше, чем у магнито-индукционного датчика тока с теми же продольными размерами. Настраивая резонатор на нечетную гармонику, можно получать сигнал, пропорциональный сумме токов двухкомпонентного пучка, как это имеет место в линейном ускорителе мезонной фабрики, а при настройке на четную гармонику - их разность. Аппаратурная либо программная обработка этих двух сигналов позволяет получать информацию одновременно об обеих компонентах тока.

Ввиду сложности калибровки такие датчики применяют в сочетании с магнито-индукционными датчиками, используя последние для калибровки первых и для получения разностного сигнала двухкомпонентного пучка.

В выходном сигнале резонаторного датчика содержится информация не только об интенсивности пучка, но и о фазовом положении отдельных сгустков. Эту информацию используют для определения средней энергии ускоренных частиц, измеряя разность фаз между выходными сигналами двух резонаторных датчиков, удаленных друг от друга на известное расстояние.

Абсолютные измерения с точностью до 10^{-2} производятся при расстояниях, не превышающих $(2 + 3) \beta \lambda$

При относительных измерениях расстояние между датчиками увеличивают до $(10 - 20) \beta \lambda$, обеспечивая при этом точность до 10^{-4} . В релятивистских пучках между датчиками помещают поворотные магниты [7], преобразующие изменение энергии в изменение фазы за счет движения частиц по траекториям разных радиусов.

Для определения положения центра тяжести пучка используют прямоугольные резонаторы, настроенные на волну E 012 (при измерениях смещений по одной из координат) или на волну E 022 (при измерениях смещений сразу по двум координатам). При смещениях пучка относительно центра резонатора в нем возбуждается электромагнитное поле, интенсивность которого пропорциональна смещению пучка, а полярность зависит от направления смещения. Такие датчики обладают чувствительностью порядка 10 - 15 мВ/мА·мм при постоянной времени 0,3 мкс, что примерно на 3 порядка лучше, чем у индукционных датчиков.

Для оценки длительности сгустков и ширины энергетического спектра используется набор узкополосных резонаторов, каждый из которых настроен на определенную гармонику пучка. Хотя при этом полностью теряется информация об относительных фазах гармоник, моделирование на ЭВМ измерительного процесса для сгустков случайной формы и длительности подтвердило эффективность этого метода.

При определенном выборе отношений $d/\beta \lambda$ (где d - диаметр отверстия) интенсивность поля, возбуждаемого пучком круглого сечения в резонаторном датчике, определяется диаметром пучка. Несколько датчиков с различными диаметрами отверстий, настроенные на различные гармоники тока, позволяют судить о характере распределения плотности тока по радиусу. Переход к фазовой плоскости осуществляется по измерениям в трех точках траектории пучка либо путем регулировки магнитных полей в фокусирующих дублетах перед датчиком.

Достоинствами резонаторных датчиков являются их высокая чувствительность и универсальность. Однако вследствие ряда недостатков (сложность калибровки, низкая разрешающая способность при измерениях энергетического спектра и эммитанса, нечувствительность к "хвостам" распределений) такие датчики используются в сочетании с контактными методами.

Ионизационный метод

В протонных ускорителях успешно применяется ионизационный метод измерения поперечного распределения частиц в пучке, основанный на использовании зарядов, возникающих в результате ионизации исследуемым пучком остаточного газа либо специальных молекулярных или атомарных струй /5, 8 - 13/.

Эффективность ионизационного метода обусловлена тем фактом, что даже при характерных для ускорителей давлениях остаточного газа (около 10^{-6} Тор) количество молекул в 1 см^3 составляет около $3 \cdot 10^{10}$ (при нормальной температуре), так что при достигнутых интенсивностях пучков протонов плотность ионизационного тока составляет величину порядка 10^{-10} А/см^2 . В накопителях и ускорителях с ультравысоким вакуумом локальное повышение давления до 10^{-4} Тор достигается применением сверхзвуковых струй молекул и атомов.

Анализ различных извлекающих систем показывает, что не все они могут в одинаковой степени обеспечить высокую разрешающую способность и быстродействие либо вследствие их электронно-оптических свойств, либо в результате влияния собственного поля пучка, либо вследствие технических трудностей съема информации. Основные трудности возникают как следствие того факта, что начальная наиболее вероятная энергия рождающихся при ионизации электронов (порядка нескольких электронвольт), с одной стороны, достаточно велика, так что требуются специальные меры для обеспечения требуемого разрешения при необходимой глубине резко отображаемого пространства, занимаемого пучком в камере ускорителя в процессе всех его эволюций, а с другой стороны, эта энергия электронов настолько мала, что их движение подвержено воздействию сил пространственного заряда пучка и рассеянных полей ускорителя.

В зависимости от конкретных условий используются извлекающие системы либо с электрическими полями, либо системы на скрещенных или параллельных электрическом и магнитном полях.

При исследовании динамических процессов, протекающих в пучке в процессе ускорения или накопления, приходится расширять полосу частот измерительного тракта. При этом шумы, сопровождающие сигнал, становятся основным фактором, ограничивающим чувствительность этих устройств. Используя результаты анализа дробового эффекта, можно получить для отношения сигнал-шум в идеальной системе регистрации при ионизационном методе следующее выражение:

$$\chi_{\text{ш}} = \sqrt{N_0 d\sigma N_0 B C / Z \Delta f}, \quad (I)$$

где N_0 - средняя плотность протонов в пучке ускорителя;
 $d\sigma$ - выделяемый из пучка элементарный объем (элемент разложения);
 N_0 - среднее число пар ионов, создаваемых протоном в остаточном газе на единице длины орбиты;
 Δf - полоса частот измерительного тракта.

Это соотношение устанавливает связь между интенсивностью пучка, пространственным размещением, удельной ионизацией (давлением остаточного газа), скоростью измерения и требуемым отношением сигнал-шум на выходе аппаратуры, то есть определяет предел чувствительности ионизационного метода.

Другим ограничением является собственное поле пучка. Практический предел применимости ионизационного метода лежит в диапазоне $1 - 10 \text{ А}$ циркулирующего тока, когда трудно реализовать достаточно однородные извлекающие поля.

В пределах указанных ограничений ионизационный метод, тем не менее, позволяет получать информацию, недоступную при другом методе. В качестве примера приведем параметры ионизационного профилометра протонного синхротрона ЦЕРН /5/:

диапазон давлений остаточного газа	$10^{-8} + 10^{-1} \text{ Тор}$
время измерения: при давлении 10^{-5} Тор	- 1 мкс
при давлении 10^{-8} Тор	- 1 мс
пространственное разрешение (при токе не менее 10 мА)	- 0,1 мм
предельный измеряемый ток пучка	- 1 А.

Оптический метод

Электронный пучок высокой энергии является источником мощного синхротронного излучения в оптическом диапазоне спектра на тех участках его траектории, где имеется магнитное поле. Пространственные и временные характеристики этого излучения несут информацию о пучке в кольцевых и линейных ускорителях. С его помощью измеряют интенсивность, положение и профиль пучка, а также продольную форму сгустков.

Оптические методы отличаются высокой разрешающей способностью, простотой и удобством в эксплуатации.

Использование оптических методов для диагностики протонных пучков затруднено в связи с тем обстоятельством, что даже на крупнейших протонных ускорителях на энергии в сотни ГэВ коротковолновая граница спектра синхротронного излучения лежит в субмиллиметровом диапазоне длин волн. Для преодоления этой трудности предложено [14] использовать вынужденное магнито-тормозное (ондуляторное) излучение протонов, которое обладает более высокой жесткостью по сравнению с синхротронным излучением.

Относительную жесткость S этих двух типов излучений удобно оценить по отношению длин волн в максимумах спектров:

$$S = \lambda_{\text{синхр}} / \lambda_{\text{онд}} \approx 5R / \gamma \lambda_0 \quad (2)$$

где R - радиус ускорителя;
 γ - относительная энергия протона;
 λ_0 - длина периода магнитной структуры ондулятора.

Так, для протонов 1 ТэВ в ускорителе радиусом $3 \cdot 10^5$ см (например, в УНК, ИФВЭ) ондуляторное излучение в 150 раз жестче синхротронного и максимум спектра в магнитной структуре с шагом 80 см попадает в область длин волн $4 \cdot 10^3 \text{ \AA}$.

При этом, согласно оценкам [14], при энергиях протонов свыше 100 ГэВ мощность ондуляторного излучения в оптическом диапазоне становится достаточной для проведения исследований параметров пучка. Так, например, в специальном ондуляторе с магнитным полем 100 Э при длине элемента периодичности 1 см на длине волн 10^4 \AA протон с энергией 1 ТэВ излучает 10^{-7} фотонов в относительном интервале длин волн 10^{-2} на 1 см орбиты. Для сравнения укажем, что тот же протон в остаточном газе при давлении 10^{-6} Тор образует 10^{-8} пар ионов на 1 см пути, то-есть при измерении параметров пучка оптическим методом мы имеем дело с большим количеством носителей информации, чем в ионизационном методе.

Такое сравнение показывает, что ондуляторное излучение открывает возможность эффективного использования оптического метода для измерения параметров протонных пучков в разрабатываемых ускорительно-накопительных комплексах.

Измерение параметров протонных пучков в накопителях по шумам Шоттки

В результате некогерентного движения протонов в дрейфующем пучке накопителя на электростатических электродах возникает статистический шум (шум Шоттки), обусловленный конечным числом протонов. В 1974 году в ЦЕРНе было предложено использовать этот шумовой сигнал для измерения распределения частиц по продольному импульсу и измерения разброса по частотам бетатронных колебаний /15/.

В основу анализа положено представление поля, наводимого отдельным протоном на сигнальные электроды, в виде дельта-функции, а также предположение о том, что частицы, имеющие одинаковые частоты обращения, равномерно распределены по фазам, то есть в пучке отсутствуют когерентные возмущения. В этом случае показано, что суммарный U_{Σ} и разностный U_{Δ} сигналы электростатического датчика имеют следующую зависимость:

$$U_{\Sigma}(f) \sim \sqrt{N(f/n)\delta f/n}, \quad (3)$$

$$U_{\Delta}(f) \sim A(f) \sqrt{Nn(f)\delta f}, \quad (4)$$

где $N(f/n)\delta f/n$ - число частиц в элементарном интервале на частоте гармоники с номером n ;

$Nn(f)$ - число частиц в единичном интервале на частоте $f=(n \mp \theta_i)f_i$, где значок i относится к отдельному протону, а θ_i - частота бетатронных колебаний;

$A(f)$ - среднеквадратичное значение амплитуды некогерентных бетатронных колебаний частиц, находящихся в интервале δf .

Измерение плотности в пространстве продольного импульса заключается в спектральном анализе шумового сигнала (3) на одной из гармоник частоты обращения частиц. При этом для улучшения отношения сигнал-шум используется усреднение аналогового выходного сигнала анализатора спектра по многим циклам сканирования. Выбор номера гармоники является результатом компромисса. На слишком высоких гармониках полосы перекрываются, а на слишком низких гармониках процесс усреднения занимает слишком много времени для получения того же разрешения, поскольку приходится увеличивать время сканирования. При измерении в пучке с током 10А и усреднении по 2000 циклов сканирования (1,7 мин) точность измерения составляет около 10^{-3} (частота обращения 320 кГц).

Спектральный анализ разностного сигнала (4) позволяет измерять разброс частот бетатронных колебаний с точностью до 1 кГц (абсолютная точность определения дробной части 10^{-3}) при 6000 циклов сканирования за время 10 мин.

Эта методика используется на накопительных кольцах ЦЕРН для измерения плотности в продольном фазовом пространстве, для оперативного контроля среднего импульса и его разброса в накопленных пучках. Она дает также ценную информацию для контроля изменений плотности из-за потерь пучка на определенных орбитах вследствие нелинейных резонансов или дрейфа в фазовом пространстве.

Помимо измерения частот бетатронных колебаний этот метод позволяет также следить за изменениями среднеквадратичной амплитуды на определенной орбите и на определенной частоте бетатронных колебаний. Другим применением является контроль за положением и размером "вырезов" в распределении частиц, образуемых ВЧ-выбыванием, применяемым как очистительная операция в случаях, когда пучок находится близко к сильным резонансам.

Л и т е р а т у р а

1. Балбеков В.И. и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИФВЭ. Труды X международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. ИФВЭ Серпухов, июль 1977 г., т. I, стр. 127.
2. Гольдин Л.Л. Исследование пучка заряженных частиц с помощью сигнальных электродов. Препринт ИТЭФ, № 363, 1965.
3. Карабеков И.П. Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 6, стр. 467.
4. Воеводин М.А., Коваленко А.Д. О дополнительных возможностях измерения параметров пучка заряженных частиц индукционными электродами. Сообщение ОИЯИ, № 9-9989, Дубна, 1976.
5. Meeting on technology arising from high-energy physics. CERN 74-9, Geneva, 1974.
6. Каллагов В.Н., Ломизе Л.Г. и др. Измерение параметров пучка при помощи резонаторных датчиков. Труды РТИ АН СССР, Москва, 1974, №16, стр.246
7. Z.D.Farkas et al. Precision energy measurement technique. Труды X международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. ИФВЭ Серпухов, июль 1977 г., т. II, стр. 374.
8. C.D.Johnson, L.Thorndahl. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1969, v.NS-16, n. 3, p.909.
9. Димов Г.И., Дудников В.Г. ИТЭ, 1966, № 3, стр. 18.
10. Зинин Э.И. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 288, 1969.
11. W.H.De Luca. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1969, v.NS-16, n.3, p.813.
12. Елян В.В. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, М., "Наука", 1972, стр. 99.
13. B.Vosicki, K.Zanke1. The Sodium curtain beam profile monitor of the ISR. CERN-ISR-VA/75-11, Geneva, 1975.
14. Алферов Д.Ф., Бессонов Е.Г. Труды X международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. ИФВЭ Серпухов, июль 1977 г. т. II, стр. 387.
15. J.Borer et al. Non-destructive diagnostics of coasting beams with Schottky noise. CERN/ISR-D1/RF/74-23, Geneva, 1974.

СТАБИЛИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ УСКОРЕНИЯ И ВЫВОДА УСКОРЕННЫХ ЯДЕР НА
СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

Г.С.Казанский, А.И.Михайлов, Г.П.Пучков, А.П.Царенков, К.В.Чехлов
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ускорение ядер на синхрофазотроне предъявило ряд принципиальных требований к системам, обеспечивающим режимы ускорения и вывода частиц на физический эксперимент. Одним из таких требований явилось обеспечение стабильности радиального положения пучка в условиях практического отсутствия информации о пучке ускоряемых частиц.

Поскольку применение эффективных обратных связей в таких условиях исключено, необходимо обеспечить высокую стабильность частоты ускоряющего напряжения (не хуже $3 + 5 \cdot 10^{-5}$). Исходя из этих требований в Лаборатории высоких энергий была разработана и введена в эксплуатацию новая система связи частоты ускоряющего напряжения с магнитным полем ускорителя, блок-схема которой представлена на рис. 1. В этой схеме интегратор, многоэлементный аттенуатор на его входе $\Gamma_1, \Gamma_2 \dots \Gamma_n$, управляемый электронными ключами $K_1 \dots K_n$, В-таймер, реверсивный счетчик и блок формирования управляющих импульсов являются основными элементами функционального преобразователя. Через аттенуатор на вход интегратора подается напряжение с индукционной катушки, пропорциональное скорости изменения ведущего магнитного поля. Выходное напряжение интегратора модулирует частоту задающего генератора.

Аналогично применяемому на серпуховском синхротроне [1], функциональный преобразователь выполняет две функции. Являясь датчиком магнитного поля, он в то же время осуществляет кусочно-линейную аппроксимацию требуемой нелинейной зависимости модулирующего напряжения от магнитного поля. Однако в отличие от устройства [1] эта аппроксимация достигается не за счет изменения постоянной времени интегратора, а за счет изменения коэффициента передачи входного аттенуатора при поочередной работе ключей.

Импульсы с В-таймера, следующие друг за другом с шагом 1 Гс, пересчитываются реверсивным счетчиком, который при растущем магнитном поле работает в режиме сложения, а при спадающем - в режиме вычитания.

Информация о заполнении счетчика поступает на блок формирования, который на своих 80-ти выходах вырабатывает импульсы, определенным образом расставленные по магнитному полю.

Первый импульс, включающий первый ключ, формируется от "импульса B_0 ", который "привязан" к магнитному полю 100 Гс и с приходом которого начинают работу интегратор и В-таймер. Второй импульс выключает первый ключ и включает второй, третий - выключает второй ключ и включает третий и т.д.

Поочередное подключение элементов аттенуатора ко входу интегратора наряду с широкими пределами регулировок сопротивлений в каждом элементе позволяет аппроксимировать модулирующее напряжение на каждом участке относительно предыдущего как с большей, так и с меньшей крутизной, в результате чего снимаются какие-либо ограничения на форму модуляционной характеристики задающего генератора.

80 элементов аттенюатора и расстановка управляющих импульсов по полю при минимальном шаге 10 Гс (в начале ускорения) и максимальном — 800 Гс (в конце ускорения) обеспечивают точность настройки законов связи при ускорении как ядер, так и протонов с допустимым отклонением пучка по радиусу, не превышающим ± 5 мм в любой части ускорительного цикла.

Задающий генератор, способный модулировать частоту в диапазоне (0,1 + 1,5) МГц, выполнен по схеме гетеродинного типа. Модуляция частоты колебательного контура частотно-модулируемого генератора осуществляется изменением емкости р-п-переходов полупроводниковых диодов, используемых в качестве модулятора.

Сигнал частоты чм-генератора, модулируемого в диапазоне (5,1+6,5) МГц при изменении напряжения смещения на диодах, смешивается с сигналом кварцевого генератора с частотой 5 МГц. Из спектра преобразованных сигналов с помощью фильтра нижних частот выделяется сигнал с разностной частотой (0,1+1,5) МГц. Модуляционная характеристика нелинейная, и ее крутизна изменяется по диапазону модуляции от 800 кГц/В на начальной частоте 0,1 МГц до 50 кГц/В — на конечной 1,5 МГц. Для получения стабильности начальной частоты рабочего диапазона 0,1 МГц лучше чем $1 \cdot 10^{-4}$ чм-генератор должен обладать стабильностью лучше, чем $2 \cdot 10^{-6}$, что обеспечивается стабилизацией питающих чм-генератор напряжений и термостатированием всех его элементов со стабильностью температуры в термостате $\pm 0,01^\circ\text{C}$.

При изменении ведущего магнитного поля от 0,1 до 13 кГс модулирующее напряжение на выходе функционального преобразователя изменяется от 0 до 70 В. При этом благодаря использованию делителя на входе задающего генератора с отношением 1 : 10 его частота модулируется в диапазоне (0,1 + 1,5) МГц. Аппаратура обеспечивает ускорение как ядер, так и протонов. Для ускорения ядер используется пейтронный закон связи. Однако при этом требуется некоторая коррекция закона, обусловленная отличием отношений заряда к массе у ядер и дейтрона.

При разработке аппаратуры были учтены возможные погрешности, вносимые в частоту ускоряющего напряжения различными элементами функционального преобразователя, и приняты соответствующие меры. Анализ показал, что наибольшее влияние на нестабильность функционального преобразователя могут оказывать нестабильность сопротивлений электронных ключей в открытых и закрытых состояниях, дрейф ключей, собственный дрейф интегратора и нестабильность В-таймера.

На основе разработанного транзисторного ключа, обладающего сопротивлениями в открытом и закрытом состояниях соответственно ~ 15 Ом и $\sim 10^{11}$ Ом, а также использованию в нижних плечах аттенюатора резисторов с максимальным номиналом в несколько десятков килоом основное влияние на стабильность частоты оказывает стабильность сопротивлений открытых ключей. Благодаря стабилизации управляющих напряжений, поддерживающих ключевые транзисторы в открытых состояниях в области насыщения, нестабильность их сопротивлений не превышает 1% в диапазоне изменения температуры окружающей среды от 20 до 30 $^\circ\text{C}$. При этом наибольшее отклонение в частоте, равное $6 \cdot 10^{-6}$ при магнитном поле 0,5 кГс (70 мс от начала ускорения), сначала уменьшается до $2 \cdot 10^{-6}$ (при 4 кГс), а затем снова нарастает и к концу цикла (13 кГс) достигает $4,5 \cdot 10^{-6}$.

На стабильность модулируемого напряжения оказывают влияние дрейф внутренней ЭДС поочередно работающих ключей и приведенный ко входу собственный дрейф интегратора. Хотя дрейф отдельных ключей может быть разным по знаку, наибольшее отклонение будет в том случае, если все ключи имеют дрейф.

совпадающий по знаку с собственным дрейфом интегратора. При величине дрейфа, равной ± 30 мкВ, реализованной в панном функциональном преобразователе, наибольшая погрешность в частоте имеет место при магнитном поле 0,37 кГс ($5,7 \cdot 10^{-6}$), наименьшая — при 4 кГс ($2 \cdot 10^{-6}$), а к концу цикла возрастает до $3 \cdot 10^{-6}$.

Нестабильность В-таймера приводит к нестабильности "привязки" к магнитному полю импульсов, управляющих ключами, а следовательно, и к нестабильности модулирующего напряжения. Анализ показал, что нестабильность в частоте, обусловленная нестабильностью В-таймера, сначала возрастает в 2 раза от начала ускорения (поле при инжекции 230 Гс) до значения поля 800 Гс, а затем спадает примерно до такой же величины к 3 кГс и далее до конца цикла изменяется незначительно. Стабильность В-таймера, равная $\pm 5 \cdot 10^{-5}$, получена благодаря термостатированию его основных элементов и использованию схемы автоподстройки. На фотографии рис. 2 показан общий вид аппаратуры функционального преобразователя. В одной из стоек размещены интегратор и два блока управляемого аттенуатора. В другой стойке размещены 80-канальный блок формирования управляющих импульсов, блок В-таймера с реверсивным счетчиком и аппаратура управления режимами физических экспериментов. В нижней части обеих стоек размещены источники питания $+5$ В, ± 12 В, ± 24 В.

Задающий генератор размещен в отдельной стойке, корпус которой подключен к "земле" в точке заземления интегратора. Благодаря заземлению генератора по "плавающей" схеме, а также использованию на входе генератора делителя модулирующего напряжения девиация частоты от фоновых составляющих снижена на два порядка по сравнению со старой системой связи [2] и не превосходит ± 2 Гц на начальной частоте 0,1 МГц. На конечной частоте эта девиация соответственно в 15 раз меньше. Измерение стабильности закона связи в двух наиболее характерных точках при магнитном поле 0,68 кГс, где может иметь место наибольшая нестабильность функционального преобразователя, и при 9 кГс проводилось в течение месяца непрерывной работы. Максимальное отклонение в частоте ускоряющего напряжения за этот интервал времени составило $\pm 6 \cdot 10^{-5}$ при 0,68 кГс и $\pm 3 \cdot 10^{-5}$ при 9 кГс, что эквивалентно нестабильности радиального положения пучка соответственно ± 3 мм и ± 1 мм.

Обладая высокой стабильностью, система позволила оперативно и с высокой точностью производить перестройку закона связи при переходах от ускорения одних частиц к другим, а также обеспечить совмещение в одном цикле и в различных комбинациях режимов медленного и быстрого выводов пучка. С помощью этой системы при полном отсутствии информации о пучке с индукционных электродов осуществлено ускорение ядер углерода и кислорода малой интенсивности и проведены физические эксперименты.

Л и т е р а т у р а

1. Водопьянов Ф.А., Жуковский Л.С., Залманзон В.Б., Иванов Ю.С., Изергина Е.В., Кузьмин А.А., Прокопьев А.И., Рубчинский С.М., Темкин А.С. Международная конференция по ускорителям, Дубна, 1963, Атомиздат, Москва, стр. 932, 1964.
2. Минц А.Л., Рубчинский С.М., М.М.Вейнсбойн, Водопьянов Ф.А., Кузьмин А.А., Уваров В.А. Радиотехника и электроника, т. I, вып. 7, 910 (1956).

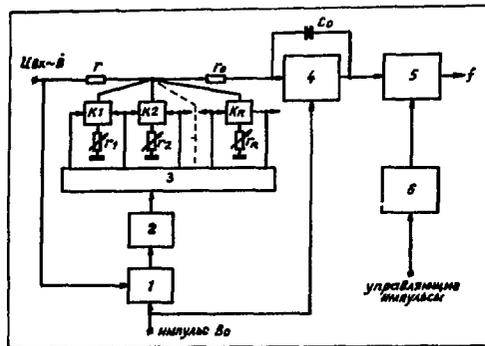


Рис.1. Блок-схема аппаратуры связи частоты ускоряющего напряжения с магнитным полем: 1 - В - таймер; 2 - реверсивный счётчик; 3 - блок формирования управляющих импульсов; 4 - интегратор; 5 - задающий генератор; 6 - блок управления режимами физических экспериментов; $K_1, K_2 \dots K_n$ - электронные ключи.

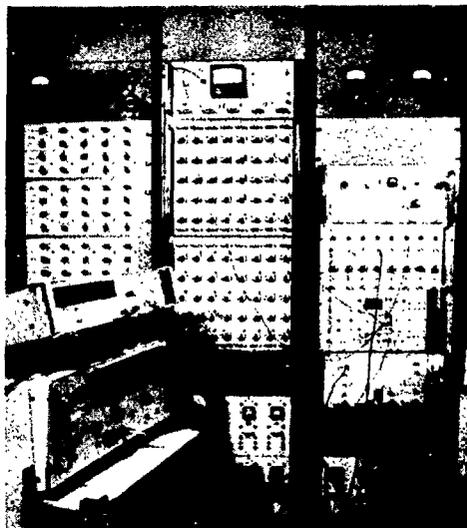


Рис.2. Общий вид аппаратуры функционального преобразователя.

СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОМПЛЕКСА ВЭПП-4 НА ОСНОВЕ
УНИФИЦИРОВАННОГО РЯДА ГЕНЕРАТОРОВ МОДУЛЬНОГО ТИПА

М.М.Карлинер, Э.А.Купер, П.Т.Надточий, В.П.Приходько, А.Ф.Серов,
Э.М.Трахтенберг, А.Д.Гончаров, Т.Е.Вечеслава

Институт ядерной физики СО АН СССР

Ускорительно-накопительный комплекс ВЭПП-4, создаваемый в ИЯФ СО АН СССР, относится к одной из сложнейших многоцелевых физических установок. В состав комплекса входят два накопителя (ВЭПП-3 и ВЭПП-4), три ускорителя (ЭЛИТ, ЛУ, Б-4) и четыре электроннооптических канала, соединяющих эти установки [1].

Электроннооптические каналы (ЭОК) комплекса имеют протяженность 100 метров и включает в себя ~70 элементов (таблица 1). В значительной части элементов ЭОК форма магнитного поля в рабочей области формируется на скин-слоях шпн, что требует, соответственно, импульсного питания [2].

Таблица 1.

№	Тип генератора	Элемент	W (Дж)	$T_{n/2}$ (с)	U_c (В)	I_n (А)	$\frac{\Delta U_c}{U_c}$ (%)	Кол.
1.	ГИМН-10	Нацеливающие катушки	$100+500$	$2 \cdot 10^{-3}$	$20+900$	$2 \cdot 10^3$	0,1	20
2.	ГИМН-1,0	Линзы	600	$1 \cdot 10^{-3}$	$400+800$	$(0,5+2) \times 10^3$	0,1	5
3.	ГИМ-1,0	Поворотные магниты	600	$(0,5+10) \cdot 10^{-3}$	500	$3 \cdot 10^4$	$0,05+2$	2
4.	ГИМН-10	Поворотные магниты	$(3+15)10^3$	10^{-3}	$(5+10) \times 10^3$	$(2+6) \times 10^3$	0,1	40
5.	ГИМН-10	Впускные магниты	$5 \cdot 10^3$	5×10^{-5}	10^4	$2+5 \times 10^3$	0,05	4
6.	ГИМ-10Э	Выпускные магниты	$5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	0,05	2
7.	ГИМН-10Э	Питание ЭЛИТ	10^4	$4 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^4$	$4 \cdot 10^4$	0,05	2

При создании комплексов ВЭПП-1 и ВЭПП-2 систему импульсного питания строили по принципу размещения элементов импульсного питания (накопительная батарея, коммутатор, высоковольтный выпрямитель) в высоковольтных блоках и помещениях. Такое решение требовало индивидуальной разработки в каждом случае и больших затрат квалифицированного труда как проектировщиков, так и монтажников. Общая система блокировок и защитных устройств не позволяла осуществлять последовательный ввод системы питания отдельных элементов ЭОК. Размещение в одном блоке нескольких генераторов также затрудняло стабилизацию и точные измерения основных параметров (напряжение конденсаторной батареи и ток нагрузки).

Система импульсного питания комплекса ВЭПП-4 была выполнена на основе унифицированного ряда автономных генераторов модульного типа, разработанного в ИЯФ СО АН СССР. Генераторы построены на принципе колебательного разряда энергии емкостного накопителя на индуктивную нагрузку.

Генераторы импульсного напряжения (ГИМН) конструктивно выполнены в двух стандартах. ГИМН-1,0 - для питания элементов со средней потребляемой мощностью до 1 кВт и рабочим напряжением до 1 кВ в стандарте радиостойки "Вышня", где размещается шесть генераторов, вводная и защитная аппаратура и радиоблоки

системы управления и стабилизации. ГИМН-10 - в конструктиве шкафа размером 1000x1000x2000 мм. В основном модуле размещаются:

- 1) сменные блоки управляемых двуполярных выпрямителей на максимальное напряжение 5, 10 и 15 кВ;
- 2) зарядные устройства;
- 3) плата с элементами защиты и прецизионных измерений;
- 4) комплект радиоблоков управления, стабилизации и защиты.

Дополнительные тиристорно-емкостные модули целого или половинного конструктива шкафа позволяют наращивать энергоемкость генератора до 50 кДж и обеспечивают коммутацию импульсных токов до 50 кА при длительности 40 ± 2000 мкс и частотах повторения до 1 Гц. Основной шкаф генератора оборудован механическим расцепителем (РМБ), ключесборником ключей замков дополнительных шкафов генератора и защитных тумб согласующих трансформаторов нагрузок, автозаземлителем, а также системой управления, блокировок и сигнализации (УБС), обеспечивающей безопасность работы с генератором. Конденсаторная батарея импульсных генераторов выполнялась на базе конденсаторов типа ИК-6-150. Конденсаторные батареи генераторов, питающих ускоритель ЭЛИТ и септум-магниты, выполнены на конденсаторах К-75-28.

Сменные блоки управляемых выпрямителей выполнены на основе одно- и трехфазных высоковольтных сухих трансформаторов с секционированной вторичной обмоткой галетного типа. Трансформатор конструктивно объединен с выпрямительной платой, на которой размещены тиристоры фазового регулятора напряжения, выпрямительные сборки и измерительные шунты. Здесь же размещен высоковольтный электромеханический коммутатор, позволяющий менять полярность зарядного тока. Управляемый выпрямитель вместе с трансформатором или отдельно может применяться как автономный узел.

В генераторах ГИМН-1,0 и ГИМН-10,0 применена фазовая схема регулирования и стабилизации напряжения на емкостной батарее (рис.1). Регулирующие тиристоры включены в первичную цепь силовых трансформаторов, и момент включения их определяется разностью между напряжением на конденсаторной батарее и опорным напряжением. Опорный сигнал передается от ЭЭМ или же от генератора опорного сигнала в ЦАП-ШИМ системы стабилизации и определяет режим работы управляемого выпрямителя. Схема стабилизации отличается от известных тем, что в ней имеется режим стабилизирующей фазы и начальной фазы.

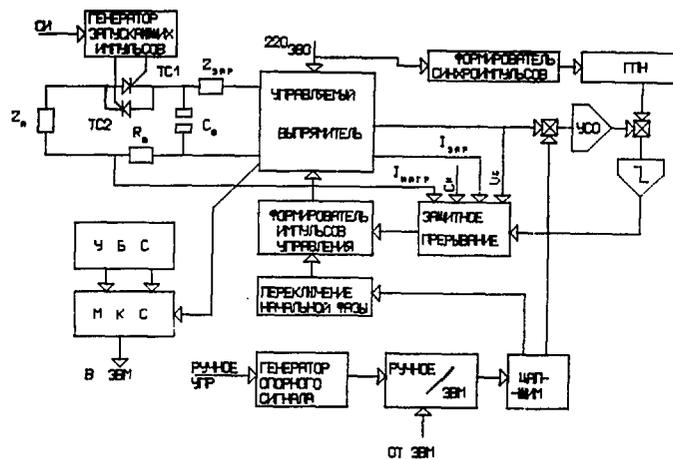


Рис. 1.

Для питания элементов, требующих оперативного изменения рабочего напряжения в большом диапазоне (нацеливающие катушки, корректоры), схема переключения режимов используется для автоматического переключения начальной фазы заряда, что позволяет избежать режимов перерегулирования.

В зависимости от выпрямительного модуля генератор комплектуется соответствующими блоками стабилизации. Блок стабилизации объединен с источником опорного напряжения, выполненным по схеме ЦАП-ШИМ, схемами защиты по интегралу зарядного тока, предельному току нагрузки, максимальному рабочему напряжению емкостной батареи. Высоковольтные делители и усилители блока стабилизации позволяют иметь стабильность напряжения конденсаторной батареи $\Delta U_c/U_c \approx 5 \cdot 10^{-4}$.

В генераторах в качестве коммутирующих элементов применены тиристоры типа ТД-200, ТЧИ-10С и ТБ-400. Для первых двух типов разработана типовая тиристорная высоковольтная сборка, позволяющая коммутировать токи от 3 до 6 кА при напряжении на батарее (10±5) кВ. Запуск тиристоров осуществляется через одновитковые токовые трансформаторы. Сборки из тиристоров ТБ-400 выполнены малоиндуктивными, и их применение позволяет сконструировать генератор с малым выходным индуктивным сопротивлением. Так, у генератора ГИМН-10Э, предназначенного для питания ускорителя ЭМИТ, индуктивность тиристорного коммутатора $L_c = 0,5 \cdot 10^{-6}$ Г. Генератор ГИМН-10Э позволяет коммутировать токи $I_n = 30$ кА при напряжении батареи $U_c = 21$ кВ. Встречно-параллельное включение тиристорных сборок позволяет коммутировать токи двух полярностей. В таком режиме работают элементы каналов от Б-4 до ВЭПП-4.

Набор радиоблоков, входящих в комплект генератора, позволяет организовать работу как в автономном режиме, так и под полным контролем управляющего комплекса. В дистанционном режиме включение и выключение генератора осуществляется от ЭВМ через управляющий регистр. Для контроля за состоянием систем и диагностики аварийного отключения генератор оборудован блоком машинного контроля состояния (МКС). По сообщению из генератора или по команде оператора ЭВМ может прочитать двенадцатибитовое слово из регистра блока МКС, где каждый бит несет информацию о состоянии основных параметров генератора.

Радиоблоки генераторов выполнены на современных элементах и обладают хорошей надежностью. В настоящее время на накопительном комплексе ВЭПП-4 работает 75 генераторов. Основные характеристики этих генераторов приведены в таблице I.

Применение модульного принципа построения генераторов позволило легко решать задачи, возникающие в ходе запуска и наладки установки. Опыт эксплуатации системы импульсного питания на базе генераторов ГИМН подтвердил надежность системы, а хорошая взаимозаменяемость отдельных элементов и блоков позволяла быстро устранять неисправности.

В настоящее время генераторы типа ГИМН-10,0 и их элементы находят широкое применение в ускорителях и термоядерных установках ИФ СО АН СССР.

Л и т е р а т у р а

1. Будкер Г.И. и др. Источник позитронов для накопителя ВЭП-4. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, Москва, 1976, с. 280-283.
2. Анашин В.Л. и др. Импульсные каналы для транспортировки пучков высоких энергий. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 2, с. 123-127.

КОМПЛЕКС РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕГО ПРОГРАММИРУЕМОГО
МОДУЛЯТОРА ГВЧ СИНХРОЦИКЛОТРОНА

В.А.Алексеев, В.А.Арсеньев, В.П.Герасимов, С.А.Серебряков,
О.Н.Сливченко, В.Г.Синенко

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Френкова, Ленинград

А.А.Глазов, Б.Н.Марченко, Л.М.Овощенко, В.И.Смирнов
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

При ускорении заряженных частиц в синхроциклотроне имеются потери высоко-
частотной мощности и фазовые потери пучка в течение цикла. Возникновение этих
явлений обуславливается существенным отличием амплитуд ВЧ-напряжения на ус-
коряющей щели от оптимальных, которое создается вследствие несовершенства
резонансной системы и, прежде всего, ее наиболее сложного узла-вариатора
частоты.

Указанные нежелательные явления могут быть ослаблены при использовании
быстродействующего программируемого модулятора автогенератора. Для коррекции
амплитудно-частотной характеристики резонансной системы используется импульс-
ный анодный модулятор, оконечный каскад которого представляет собой последо-
вательный регулятор с параллельным управлением на лампах: ГУ65А-проходная и
ГУ53А-усилитель /1/.

Низкое выходное сопротивление оконечного каскада в широком спектре частот
усиленного сигнала обеспечивает уменьшение искажений, обусловленных нелиней-
ной нагрузкой. Основные параметры модулятора: напряжение на выходе - до 10кВ,
время установления переходной характеристики - 2+3нс, глубина модуляции выход-
ного напряжения - 0+100%, наименьшая скважность - 1,3.

Управление модулятором осуществляется от источника функционального опор-
ного напряжения (ИФОН) через мощный широкополосный транзисторный усилитель
постоянного тока (УПТ) со следующими техническими данными: коэффициент уси-
ления - не менее 1000, выходное напряжение - 600+0 В, полоса усиливаемых частот
при выходном напряжении 50В не менее 0+300кГц, то же при 300В не менее
0+500кГц, то же при 300В не менее 0+100кГц. Выходное сопротивление УПТ не
более 30 Ом, сопротивление нагрузки не менее 500 Ом, допустимая емкость
нагрузки не более 5000 пФ, входное сопротивление и емкость соответственно не
менее 500 кОм и не более 20 пФ (без учета подводящего кабеля), приведенные
ко входу дрейф нулевого уровня от изменения температуры окружающей среды
в пределах +(10+50)°С не более 0,25 мВ/°С, временной дрейф не более 2,5 мВ/час
(средний за 6 час).

Входные параметры УЛТ обеспечиваются применением в первом каскаде дифференциальной каскадной схемы с полевыми транзисторами на входе. Предусижитель и выходной каскад выполнены на последовательно соединенных транзисторах с активным делителем в базовых цепях (14 ячеек). Выходной каскад выполнен по схеме с заземленным коллектором.

При нормальной эксплуатации УЛТ обеспечивает скорость нарастания выходного напряжения при емкости нагрузки 1000 пФ не менее 120В/мкс и при емкости нагрузки 5500 пФ — не менее 30В/мкс (выходной сигнал 200В).

Для исключения выхода из строя транзисторов выходного каскада и предусилятора при перегрузке по выходу или при коротком замыкании нагрузки, применена быстродействующая система защиты с параллельным тиристором. Время срабатывания защиты не более 15 мкс.

Программу выходного напряжения модулятора задает ИФОН, синхронизированный старт-стопными импульсами от датчиков вариатора частоты. Выходной сигнал — дискретный по множеству, содержит аналоговые напряжения (нарастающее пилообразное напряжение, постоянное напряжение) и квантованную по времени составляющую. Функция может принимать в заранее заданные фиксированные моменты времени только определенные значения. Шаг квантования по уровню — 0,1%, интервал квантования по времени рабочего цикла — 5%.

Устройство построено по принципу поддержания постоянной амплитуды задающего пилообразного напряжения. Это пилообразное напряжение подается на входы двадцати компараторов, с помощью которых осуществляется синхронное деление рабочего цикла.

Система регулирования и стабилизации анодного напряжения имеет следующие технические данные:

1. Максимальное выходное напряжение +15кВ.
2. Максимальный ток нагрузки 80А.
3. Точность стабилизации выходного напряжения не хуже $\pm 0,5\%$.
4. Относительная величина пульсаций выходного напряжения при максимальном выходном напряжении $\pm 0,5\%$.
5. Пределы регулирования напряжения в режиме стабилизации от 30 до 100%.

Система обеспечивает плавное регулирование выходного напряжения от 0 до 100% в режиме ручного и автоматического управления.

Система имеет быстродействующую защиту, обеспечивающую запарирование тиратронного выпрямителя (ТВ) в случае его перегрузки.

Питание ТВ осуществляется непосредственно от трехфазной сети переменного напряжения 10кВ, 50Гц.

В системе стабилизации анодного напряжения модулятора применен регулируемый трехфазный мостовой выпрямитель на тиратронах TrI 40/15.

Выпрямленное напряжение сглаживается R-, L-, C-фильтром, работающим в критическом режиме с целью уменьшения искажений вершины импульса.

Контур стабилизации состоит из делителя, источника опорного напряжения, блоков фазового управления с формирователем, выход которого подключен через импульсные разделительные трансформаторы к сеточным цепям тиратронов. Сигнал с делителя сравнивается с величиной опорного напряжения, установленной в блоке регулируемой уставки. Разностный сигнал является сигналом управления

блока фазового управления, который вырабатывает импульсы поджига тиратронов выпрямителя. Время горения тиратронов определяется углом регулирования, который зависит от сигнала управления, чем обеспечивается стабилизация выпрямленного напряжения.

Пределы изменения угла регулирования составляют 0+170 град. (эл). Для работы в наладочном режиме в системе предусмотрена возможность регулировки выпрямленного напряжения без стабилизации (только при местном управлении со стойки стабилизации). В этом режиме обеспечивается ручная регулировка управляющего сигнала в блоке фазового управления. Конструктивно система состоит из трех устройств:

- тиратронного выпрямителя открытого типа (собирается в единой конструкции вместе с цепями накала и разделительными трансформаторами управления);
- сглаживающего R-, L-, C-фильтра (расположен в камере фильтров);
- стойки стабилизации тиратронного выпрямителя (содержит все электронные блоки).

Решение задачи автоматизации управления технологическим оборудованием ускорителя потребует прежде всего изменения структуры ИФОНа.

На рис. 1. показана структура ИФОНа на базе цифро-аналогового преобразователя, выполненная в стандарте КАМАК.

Число ступеней ограничивается быстродействием ЦАП. Так, при минимальной длительности рабочей части модулирующего напряжения (1100 мкс) и времени установления ЦАП менее двух микросекунд /2/ допускается более 500 ступеней, что вполне достаточно для ступенчатой аппроксимации сложных кривых с требуемой точностью.

Кроме ЦАП ИФОН должен содержать цифровой делитель длительности рабочей части модулирующего напряжения с программно-устанавливаемым коэффициентом деления и буферное запоминающее устройство объемом 512 N-разрядных слов (определяется разрешающей способностью ЦАП).

Запись и корректировка "таблицы" в БЗУ производится ЭВМ через магистраль КАМАК.

Считывание кода с БЗУ в ЦАП осуществляется с передней панели по синхронимпульсам цифрового делителя интервала.

Такое решение структуры ИФОНа позволяет построить систему автоматической оптимизации режима работы ускорителя по какому-либо параметру, например по интенсивности пучка.

Источником информации о величине, форме и частоте дуантного напряжения в системе автоматизированного сбора информации может служить входящий в стойку управления цифровой прибор типа ИДН (измеритель дуантного напряжения), измеряющий мгновенные значения радиочастотного напряжения по выборкам длительностью 200 нс с погрешностью не более +3% и частоты (время измерения 10 мкс) с погрешностью не более ± 10%.

Для введения информации ИДН в автоматизированную систему управления требуется лишь интерфейсный модуль преобразователя двоично-десятичного кода в двоичный.

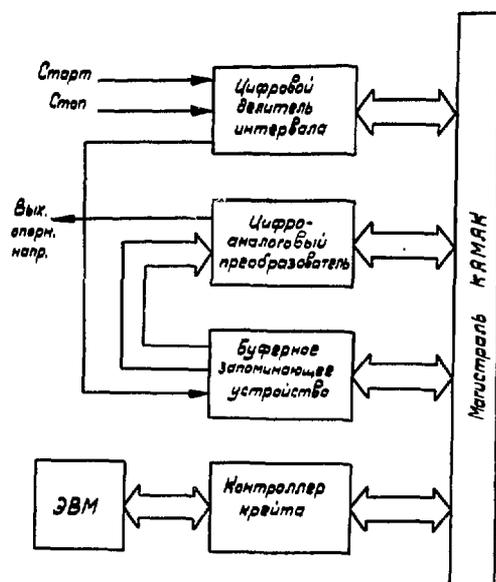
Л и т е р а т у р а

1. Герасимов В.П., Алексеев В.А., Давлов Е.П. Усовершенствование системы модуляции-стабилизации высокочастотного автогенератора синхrocиклотрона .ИТЭ том X, I выпуск II, изд. "Наука"; Ленинград 1971.

2. Голутвин И.А., Замятин Н.И., Кондратов В.Д., Мельниченко И.И., Попов А.А., Змолин д.А., Хабаров В.С.

Аналоговые и дискретные блоки, выполненные в стандарте КАМАК. Труды УШ Международного симпозиума по ядерной электронике.Будапешт 1973г.

ИИИИ, Дубна, 1974.



Р и с. 1. Структурная схема цифрового формирователя функционального опорного напряжения

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ РЕЗОНАТОРА ВТОРОЙ ЧАСТИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

В.Г.Андреев, В.М.Белугин, Л.В.Кравчук, Е.Н.Прохоров
Московский радиотехнический институт АН СССР

В мезонной фабрике для второй части линейного ускорителя (начиная с энергии 100 МэВ) в качестве ускоряющей структуры используется цилиндрический объемный резонатор с проводящими шайбами и диафрагмами, в котором на осев возбуждается знакопеременное ускоряющее поле в режиме $\frac{\lambda}{2}$ волны [1,2]. Каждый из резонаторов второй части ускорителя состоит из 4-х секций I, в промежутках между которыми размещены фокусирующие линзы (рис.1). Эти секции объединяются в единую резонансную систему с помощью так называемых мостовых устройств 2 в виде отрезков прямоугольного волновода с двумя E-уголками [3], которые перекрывают промежутки между секциями. Мостовые устройства стыкуются с секциями со стороны цилиндрической стенки при помощи окон связи в крайних модулях соседних секций (рис.2). Первый модуль первой секции и последний модуль четвертой секции также имеют окна связи, а со стороны цилиндрической стенки к ним подсоединены закороченные отрезки волновода 3 длиной $\frac{\Lambda}{4}$, где Λ - длина волны в волноводе. Расчет ускоряющей структуры, проведенный на ЭВМ, позволил получить основные геометрические размеры и радиотехнические параметры секций ускорителя [4]. Точность расчета геометрических размеров ($\sim 10^{-3}$) примерно на порядок ниже требуемой (10^{-4}). В связи с этим в процессе изготовления резонатора возникает необходимость в настройке. Для экспериментальной проверки результатов расчета и отработки методики настройки была изготовлена модель резонатора № 7 (в 1/3 натуральной величины; рабочая частота модели - 2973 МГц).

Настройка модели резонатора

Настройка модели резонатора из четырех секций, связанных мостовыми устройствами, была проведена в следующей последовательности: первоначально были настроены отдельные секции, затем - мостовые устройства и резонатор в целом.

Настройка секций резонатора

Настройка отдельной секции включает в себя настройку на рабочую частоту, симметрирование дисперсионной зависимости в области $\frac{\lambda}{2}$ волны и выравнивание распределения ускоряющего поля по длине секции. Настройка секции на рабочую частоту производится путем проточки диаметра проводящих шайб, симметрирование дисперсионной зависимости - путем проточки диаметра резонатора, и устранение наклона поля - путем уменьшения толщины диафрагмы с той стороны, которая обращена в сторону убывания поля [5]. Настройка секций, имеющих окна связи с мостовыми устройствами, несколько усложняется, т.к. окна связи возмущают электромагнитные поля в крайних модулях и смещают резонансную частоту этих модулей на десятки МГц. Для настройки секций к их дномцам вместо мостовых устройств подсоединяются отрезки прямоугольного волновода с короткозамыкающими порнями, которые необходимо установить в положение, соответствующее положению узла электрического поля в мостовом устройстве, т.е. в такое положение, при котором сдвиг порня на одну и ту же величину будет вызывать наименьшее смещение резонансной частоты системы "секция - отрезки волновода". Измеряя резонансную частоту системы "секция - отрезки волновода" с номинальным числом модулей в секции и примерно с половинным числом модулей в ней, можно определить

резонансную частоту регулярных модулей и среднюю частоту модулей с окнами связи из следующих выражений:

$$f_{\text{рег.}} = \frac{Nf - N_1 f_1}{N - N_1}; \quad f_{\text{нерег. ср.}} = \frac{Nf - (N-2)f_{\text{рег.}}}{2},$$

где f - резонансная частота системы "секция - отрезки волновода" с номинальным числом модулей в секции N ; f_1 - резонансная частота той же системы с числом модулей N_1 ($N_1 = 0,5N$).

В секции резонансные частоты крайних модулей (с окнами связи) отличаются друг от друга примерно на 20 МГц. Это было установлено путем замены одного из дниц с окном связи на днице без окна связи. Измеряя резонансную частоту новой системы "секция - отрезок волновода", определим резонансные частоты модулей с окнами связи из следующих выражений:

$$f_{\text{нерег.1}} = Nf_2 - (N-1)f_{\text{рег.}}; \quad f_{\text{нерег.2}} = 2f_{\text{нерег. ср.}} - f_{\text{нерег.1}},$$

где f_2 - частота системы "секция - отрезок волновода" с числом модулей N .

Настройка секций проводилась путем последовательных приближений в два-три приема. На рис. 3 приведена дисперсионная зависимость для секции № 4 после настройки.

Настройка мостовых устройств

Промежутки между секциями в пределах каждого резонатора кратны нечетному числу $0,5\beta\lambda$, где β - относительная скорость частиц в промежутках между секциями. Длина мостовых устройств, включая отрезки нерегулярных волноводов (рис. 2) была выбрана равной $\sim 3,5\lambda$, где λ - длина волны в волноводе. При такой длине мостового устройства обеспечивается требуемый сдвиг на π между ускоряющими полями в ускоряющих полуэзолах, прилегающих к промежутку между секциями, который должен быть перекрыт мостовым устройством. Настройка мостового устройства проводилась с двумя секциями, а номинальная длина определялась по симметрии боковых колебаний относительно рабочего колебания [3]. Несимметрия боковых колебаний для каждого из трех мостовых устройств составила около 0,4 МГц, что соответствует отклонению длины мостового устройства от номинального значения примерно на 0,15 мм.

Настройка модели резонатора

Настройка резонатора включает в себя две операции: выравнивание поля от секции к секции и настройку на рабочую частоту. Для выравнивания поля были использованы металлические стержни 4, установленные в мостовом устройстве между узлом и пучностью электрического поля и симметрично относительно его середины (рис. 1). После настройки среднеквадратичная неравномерность полей от секции к секции составляет около 0,3%. Настройка резонатора на рабочую частоту не потребовалась, однако была исследована возможность такой настройки с помощью стержней в мостовых устройствах и при помощи изменения длины короткозамкнутых отрезков волновода, подсоединенных к первому модулю первой секции и к последнему модулю четвертой секции. При погружении штыря в одно из трех мостовых устройств на глубину 10 мм рабочая частота резонатора понижается примерно на 80 кГц. Изменение длины короткозамкнутых отрезков волновода на ± 5 мм изменяет рабочую частоту резонатора на ± 100 кГц и вызывает наклон поля по длине резонатора около 1%.

Результаты радиотехнических измерений модели резонатора

При исследовании дисперсионных свойств сложной электродинамической системы, состоящей из четырех ускоряющих секций и трех мостовых устройств, было установлено, что в системе вблизи рабочего колебания возбуждается три пары боковых

колебаний, каждая из которых расположена симметрично относительно частоты рабочего колебания. Ближайшая пара колебаний отстоит от рабочего колебания на ± 7 МГц. Если резонатор образовать из 80 модулей (суммируя модули четырех секций и исключая мостовые устройства), то ближайшие колебания будут отстоять по частоте от рабочего колебания на ± 13 МГц. Такое удаление по частоте боковых колебаний в резонаторе из четырех секций и трех мостовых устройств можно получить, если связь между мостовым устройством и секциями увеличить до величины связи между соседними модулями в ускоряющей секции.

Сопоставление полей в секциях и мостовых устройствах показало, что максимальное электрическое поле на оси секции превосходит максимальное электрическое поле в мостовом устройстве в 5–6 раз. Это означает, что в отрезках волноводов стандартного сечения ВЧ-потери составляют около 1% от потерь в резонаторе. Кроме того, имеются более значительные потери в нерегулярных отрезках волноводов, которые увеличивают ВЧ-потери в трех мостовых устройствах примерно до 5% от полных потерь в резонаторе из четырех секций.

Заключение

Исследование модели резонатора № 7 второй части линейного ускорителя мезонной фабрики позволили экспериментально проверить результаты расчета ускоряющих секций на ЭВМ и отработать методику настройки. Результаты эксперимента показали: 1) достаточно хорошее совпадение расчета и эксперимента, 2) простоту настройки ускоряющей структуры с большим коэффициентом связи, 3) мостовые устройства в виде отрезка прямоугольного волновода обладают малыми потерями и хорошим разделением по частоте рабочего колебания от боковых.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев В.Г. ИТФ, 1971, т. XI, вып. 4, стр. 788.
2. Андреев В.Г., Белугин В.М., Пироженко В.М. Авторское свидетельство № 414760, открытия изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, 1974, № 5, стр. 193.
3. Андреев В.Г., Белугин В.М., Парамонов В.Н. Ускорители заряженных частиц. Труды Радиотехнического института АН СССР, 1974, № 20, стр. 47.
4. Дикарев А.Н., Пироженко В.М. Методы управления ускорителями. Труды Радиотехнического института АН СССР, 1976, № 25, стр. 147.
5. Андреев В.Г., Белугин В.М., Пироженко В.М. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика). Труды Радиотехнического института АН СССР, 1973, № 16, стр. 133.

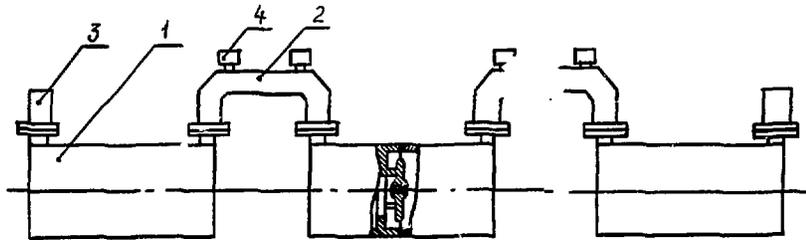


рис. 1. Резонатор второй части линейного ускорителя.

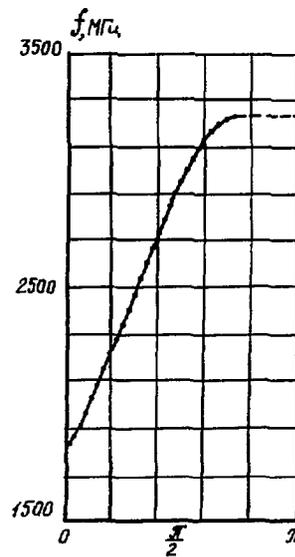
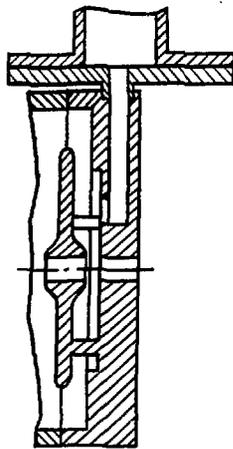


рис. 2. крайний модуль секции. рис. 3. Дисперсионная зависимость секции.

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ АМПЛИТУДЫ ВЧ ПОЛЯ В I-Й ЧАСТИ УСКОРИТЕЛЯ
МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

А. И. Кваша, В. И. Рогачев, Ю. С. Черкашин
Московский радиотехнический институт АН СССР

Система стабилизации амплитуды ускоряющего поля является одной из наиболее сложных и важных систем на ускорителе мезонной фабрики, причем динамические и статические характеристики системы в большой степени определяются характеристиками исполнительного (регулирующего) органа. В первых публикациях, относящихся к ускорителю мезонной фабрики, в качестве исполнительного органа системы стабилизации амплитуды I-й части ускорителя упоминался регулируемый каскад РК - ВЧ-усилитель с регулируемым за счет внешнего смещения усилением [1, 2]. Предполагалось, что регулирование выходной мощности канала усиления удастся осуществить изменением ВЧ-возбуждения с помощью регулируемого каскада, устанавливаемого на входе канала усиления. Однако проведенные испытания показали, что имеет место хорошее регулирование лишь первых трех каскадов ВЧ-усилителей канала усиления. Что касается лампы ГИ-54А четвертого оконечного каскада К4 канала усиления, то при снижении уровня ВЧ-возбуждения, соответствующего уменьшению выходной мощности на 30+40% относительно максимальной при данном анодном напряжении, в ней возникает СВЧ-генерация, которая в конце концов приводит к пробоям в лампе. В то же время при неизменном уровне ВЧ-возбуждения на входе канала усиления регулировкой анодного напряжения двух последних каскадов ВЧ-усилителей К3 и К4* удается без всяких трудностей изменять выходную ВЧ-мощность практически в любых пределах. Таким образом, в системах стабилизации амплитуды ускоряющего поля I-й части ускорителя пришлось принять в качестве основного варианта регулирования ВЧ-мощности канала усиления ранее рассматриваемый как запасной [3] вариант управления по анодному напряжению выходных каскадов ВЧ-усилителей. Очевидно, что при этом снижается качество регулирования, поскольку получить в мощном анодном модуляторе частотные регулировочные характеристики ВЧ-канала усиления - задача очень сложная.

В связи с широкой номенклатурой потребителей модуляторов на ускорителе с целью их унификации и удешевления в начальной стадии разработки ускорителя было принято решение выполнить анодный модулятор М1 для питания последних ВЧ-каскадов канала усиления таким образом, чтобы подмодулятор модулятора М1 можно было использовать в качестве самостоятельного модулятора маломощных каскадов ВЧ-усилителей канала усиления и возбудителя [4]. Это решение определило структуру модулятора - связь коммутатора на электронной лампе ГМИ-44А с подмодулятором осуществляется с помощью импульсного трансформатора на уровне сигнала - 2+4 кВ при импульсной мощности в несколько десятков киловатт.

*В канале усиления I-й части ускорителя предоконечный и оконечный каскады ВЧ-усилителей К3 и К4 на лампах ГИ-51А и ГИ-54А запитываются от одного анодного модулятора М1.

Сигнал управления модулятором по цепи обратной связи системы стабилизации вводится в подмодулятор до импульсного трансформатора и, следовательно, частотные регулировочные характеристики модулятора в основном определяются мощным выходным каскадом подмодулятора с импульсным трансформатором. Получение требуемой широкополосности модулятора* наталкивается на ряд трудностей, связанных с наличием паразитных емкостей в схеме (см. рис.1):

- емкости C_1 формирующей линии, запитывающей лампу выходного каскада подмодулятора, и емкости C_2 обмоток импульсного трансформатора на землю;
- динамической емкости C_3 между обмотками импульсного трансформатора;
- входной динамической емкости лампы электронного коммутатора ГМИ-44А.

Влияние емкости C_3 удалось устранить введением заземленного экрана между первичной и вторичной обмотками трансформатора. Однако наличие остальных емкостей не позволило поднять верхнюю частоту полосы пропускания модулятора выше 20+25 кГц. Дальнейшего расширения полосы подмодулятора можно было добиться или "умощнением" выходного каскада подмодулятора или введением корректирующих отрицательных обратных связей. Ввиду имеющихся запасов по усилению в подмодуляторе последний способ оказался менее сложным и достаточно эффективным. На рис.2 представлена упрощенная схема подмодулятора с корректирующей отрицательной обратной связью. В таком подмодуляторе при усилении в кольце корректирующей обратной связи, равном 5+6, удалось без особых трудностей расширить полосу частот регулирования до 100+150 кГц. При этом в системе стабилизации амплитуды ВЧ поля в случае работы канала усиления на макет ускоряющего резонатора с добротностью $Q = 4 \cdot 10^4$ были получены предельные статический коэффициент стабилизации и частота среза, равные $K_{ст} = 15+20$, $F_{ср} = 50+60$ кГц соответственно. Следует отметить, что задержки в кольце регулирования достигали 2+3 мкс, из которых задержка в цепях модулятора составляла 1+1,5 мкс. Если учесть, что у реального резонатора I-й части ускорителя мезонной фабрики собственная добротность составляет $(75+100) \cdot 10^3$, полученные параметры системы стабилизации амплитуды оказываются достаточными чтобы обеспечить требуемую стабильность амплитуды ускоряющего поля.

Работы по улучшению характеристик модулятора будут продолжены в двух направлениях:

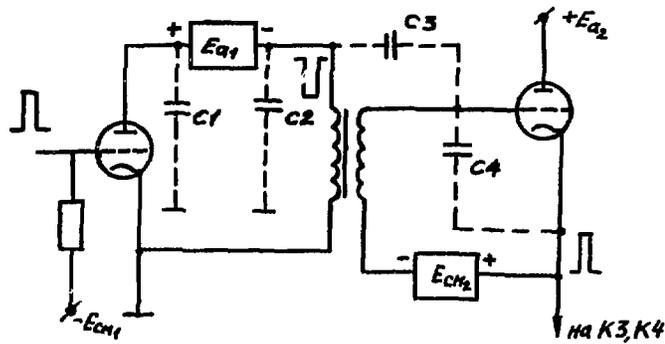
- расширения полосы регулирования модулятора за счет увеличения глубины корректирующей отрицательной обратной связи;
- введения корректирующих цепей типа "упредителя" [5].

Однако уже сейчас можно отметить, что выбранное направление позволяет получить требуемые параметры модулятора, а следовательно и системы стабилизации амплитуды, довольно простыми средствами по сравнению с аналогичными зарубежными разработками [6].

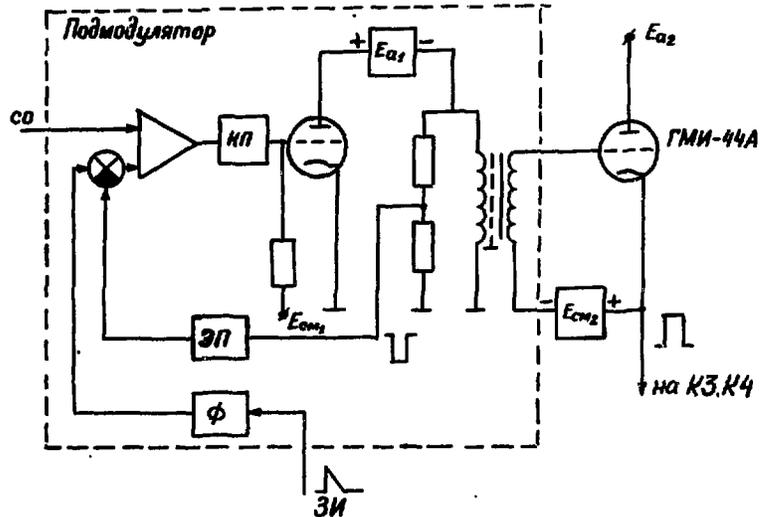
*Проведенные расчеты показывают, что для поддержания стабильности ускоряющего поля $\pm 1\%$ по всей длительности импульса пучка верхняя частота полосы пропускания канала усиления должна быть не ниже 150+200 кГц.

Л и т е р а т у р а

1. Гусева К.И. и др. Труды Радиотехнического института, № 16, стр.189, 1973.
2. Мурин Б.И. и др. Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, стр.234, М., "Наука", 1973.
3. Мурин Б.И. и др. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, стр.302, М., "Наука", 1977.
4. Черкашин Ю.С. и др. Труды Радиотехнического института, № 28, стр.60, 1977.
5. Бакли П.С. Труды I-го международного конгресса международной федерации по автоматическому управлению, стр.200, М. Изд-во АН СССР, 1961.



Р и с. 1. Схема выходных каскадов модулятора.



Р и с. 2. Упрощенная схема подмодулятора с корректирующей отрицательной обратной связью. Ф - схема формирования импульса модулятора; ЭП - эмиттерный повторитель; КП - катодный повторитель; ЗИ - запускающий импульс; с0 - сигнал ошибки системы стабилизации амплитуды ускоряющего поля.

Издание осуществлено способом офсетной печати с оригиналов,
представленных Оргкомитетом Совещания.

Труды
VI Всесоюзного совещания
по ускорителям
заряженных частиц

Том I

Дубка, 11-13 октября 1978

Редакторы В.М.Жабицкий, Э.В.Ивашкевич,
В.Р.Саранцева, Е.Л.Семенова

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Заказ № 26397. Тираж 800 экз. 37,2 уч.-изд.л.
Подписано к печати 18.04.79 г.

..

1

1

1

1

1

1