

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

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

ПРОТВИНО, 19-21 ОКТЯБРЯ 1982 ГОДА

Том II

ДУБНА 1983

ДИНАМИКА ИНТЕНСИВНОГО ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ИНЖЕКТОРЕ

М.М.Карлинер, П.Б.Лысянский, Е.М.Фомель, В.П.Яковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Прохождение пучка заряженных частиц через линейную ускоряющую структуру во многом определяется динамикой пучка в высокочастотном инжекторе, где слабoreлятивистские частицы испытывают сильное влияние поля пространственного заряда. С ростом энергии частиц влияние пространственного заряда уменьшается как $1/\gamma$.

Для расчета динамики интенсивного пучка в ВЧ-инжекторе необходимо, во-первых, определить самосогласованное электрическое поле слабoreлятивистского пучка из решения уравнения Пуассона в граничных условиях, заданных геометрией инжектора и, во-вторых, решить нестационарную задачу движения пучка в высокочастотном электромагнитном поле, которое модулирует пучок по плотности и разбивает его на сгустки.

Нестационарная задача требует решения уравнения Пуассона на каждом временном шаге, что означает увеличение машинного времени по сравнению с решением стационарной задачи более, чем на 2 порядка.

В настоящей работе предлагается использовать модель макрочастиц в сочетании с методом конечных элементов. В этом случае высокая степень аппроксимации уравнения Пуассона существенно уменьшает число узлов сетки. Кроме того, применяется предложенный авторами ранее метод матричной прогонки [1], который использует тот факт, что матрица системы линейных уравнений, аппроксимирующей уравнение Пуассона, остается постоянной в процессе решения, а меняется лишь правая часть — распределение заряда пучка. Все это дает возможность проводить расчеты с необходимой точностью в приемлемое время даже на машинах средней мощности. Указанные численные методы и модели реализованы в программе MASON [2].

Движение пучка в инжекторе моделируется макрочастицами с сеткой в цилиндрической системе координат. Макрочастицы имеют конечные размеры по координатам r и z и постоянную плотность заряда. Движение центра макрочастицы описывается уравнением

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}], \quad (1)$$

где $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ — скорость частицы, $\vec{p} = \gamma m \vec{v}$ — импульс частицы, \vec{E} и \vec{H} — электрические и магнитные поля, являющиеся суперпозицией собственных полей пучка и внешних ВЧ-полей.

Решение уравнений движения (1) производится двухшаговым методом предиктор-корректор.

Для вычисления собственного электрического поля пучка используется неравномерная треугольная сетка и 7-точечная разностная схема. Предполагается, что искомый электрический потенциал линейно зависит от координат r и z в каждом из 6 соседних треугольников, окружающих некую центральную точку сетки. Если в 6-угольнике соединить прямыми середины сторон треугольников с их "центрами масс", то получится 12-угольник. Уравнение Пуассона интегрируется по объему тора, образованного вращением 12-угольника вокруг оси резонатора:

$$\int \Delta \psi dV = \int \rho dV, \quad (2)$$

где φ - потенциал электрического поля, ρ - объемная плотность заряда пучка. Применяя теорему Гаусса, можно переписать

$$\int (\text{grad } \varphi \cdot d\vec{S}) = \int \rho dV. \quad (3)$$

Интегрирование в левой части уравнения ведется по поверхности тора, причем уравнение (3) аппроксимируется системой

$$\sum_{i=0}^6 \omega_i \varphi_i = Q, \quad (4)$$

где Q - полный заряд, содержащийся в торе.

Заряд Q вычисляется перед каждым решением уравнения Пуассона путем суммирования зарядов от всех макрочастиц, имеющих общий объем с тором. Коэффициенты ω_i зависят от координат вершин треугольников, в которых потенциалы предполагаются равными φ_i .

Если центральная точка 6-угольника лежит на границе Дирихле, то потенциал ее фиксируется, коэффициент ω_0 , соответствующий этой точке, полагается равным 1, а все остальные коэффициенты $\omega_i = 0$. Если центральная точка 6-угольника принадлежит границе Неймана, то интегрирование ведется по поверхности тора, исключая поверхность, принадлежащую границе, где $(\text{grad } \varphi \cdot d\vec{S}) = 0$.

Для всех узлов сетки можно записать уравнение в векторном виде:

$$W \bar{\varphi} = \bar{Q}, \quad (5)$$

где W - матрица, составленная из коэффициентов ω_i , $\bar{\varphi}$ - вектор значения потенциала в точке, \bar{Q} - вектор величин заряда в торе, окружающем каждую точку сетки.

Матрица W получается трехдиагональной, ее элементы ω_i являются также матрицами размерности $l_{\max} \times l_{\max}$ (l_{\max} - число узлов сетки по координате r). Порядок матрицы W равен k_{\max} - числу узлов сетки по координате z .

В дальнейшем для определения движения пучка уравнение (5) нужно решать на каждом временном шаге. Применение метода матричной прогонки [1] существенно уменьшает время счета.

Собственное магнитное поле пучка вычисляется интегрированием по плотности тока:

$$H_{\varphi}(r, z) = \frac{1}{r_0} \int_0^r j_z(r', z) \cdot r' dr', \quad (6)$$

в предположении, что поле имеет только азимутальную компоненту.

Для определения внешних по отношению к пучку электромагнитных полей ВЧ-инжектора используется программа LANS, имеющая точность вычисления собственных частот резонаторов $\sim 10^{-4}$ и точность вычисления полей $\sim 10^{-3}$. Результаты счета высокочастотных полей передаются из программы LANS в программу MASON. Обе программы имеют общую треугольную сетку.

Программа MASON применялась для расчета динамики электронного пучка в инжекторе сильноточного линейного ускорителя, входящего в накопительный комплекс ВЭШ-4 [3]. Линейный ускоритель представляет собой бипериодическую структуру на стоячей волне с типом колебания $\pi/2$, темпом ускорения 5 МэВ/м и рабочей длиной волны 70 см. Диодная пушка, анодом которой служит передняя стенка (сетка) первого ВЧ-резонатора, инжектирует в резонатор пучок с энергией ~ 200 кэВ, током в импульсе $\sim 100 \div 200$ А и диаметром ~ 3 см. Энергия пучка на выходе I-го резонатора ~ 2 МэВ.

При расчетах движения пучка в программе использовались 2000 макрочастиц и сетка, содержащая 2000 узлов.

Анализ результатов счета показал, что динамика пучка существенно зависит от таких факторов, как влияние металлических стенок резонатора на собственное поле пучка вблизи передней стенки резонатора, нелинейный характер изменения ВЧ-полей резонатора по радиусу.

Была поставлена задача нахождения такой геометрии инжекционного резонатора, которая обеспечивала бы прохождение через ускоряющую структуру максимального тока. На рис.1 показана найденная форма резонатора. Используя ее, можно получить в линейном ускорителе максимальный импульсный ток ~ 300 А (при длительности импульса $\tau = 20$ нс). На рис.2 изображены зависимости угла компрессии пучка и радиуса от фазы влета в резонатор. Интервал фаз $\Delta\varphi \sim 60^\circ$ соответствует допустимому энергетическому разбросу частиц на выходе ускорителя $\Delta E/E \leq 30\%$.

Л и т е р а т у р а :

1. В.М.Фомель, В.Р.Яковлев, М.М.Карлинер, Р.В.Лызуанский. Particle Accelerators, 1981, 11, pp.173-179.
2. М.М.Карлинер, П.Б.Лысянский, Б.М.Фомель, В.П.Яковлев. Препринт ИЯФ 80-165, 1980, Новосибирск.
3. М.М.Карлинер и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, I, 169. ОИЯИ, Дубна, 1981.

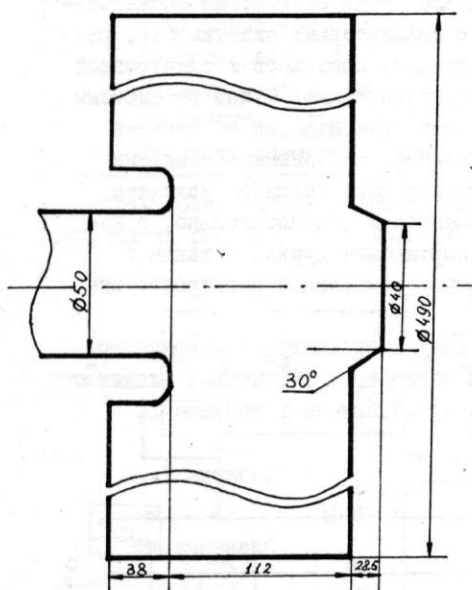


Рис.1

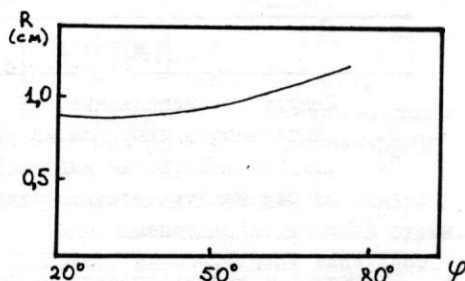
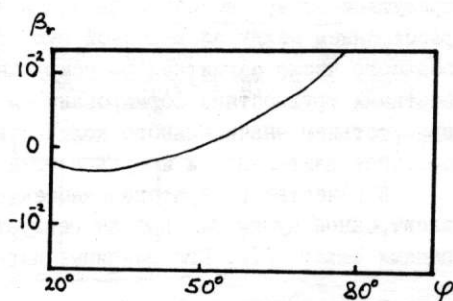


Рис.2

УСТРОЙСТВО ЗАРЯДКИ ЕМКОСТНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ ПОСТОЯННОЙ МОЩНОСТЬЮ

В.Г.Волохов, Г.И.Сильвестров, А.Д.Чернякин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В рамках программы ВЛЭПШ Института ядерной физики возникла задача создания импульсной системы питания секций спирального ондулятора для генерации поляризованных пучков /1/ с общей энергоемкостью емкостных накопителей в несколько сот килоджоулей на частоту следования рабочих циклов до 10 Гц и потребляемой от сети мощностью в несколько мегаватт. Определяющим фактором при выборе схемы зарядного устройства такой системы был вопрос эффективности использования питающей сети, характеризуемой отношением средней потребляемой мощности к ее пиковому значению /2/. Общие требования, предъявляемые к зарядному устройству, были сформулированы нами следующим образом:

1. Максимальный КПД.
2. Загрузка сети постоянной мощностью с минимумом пульсаций и фазовых искажений.
3. Отсутствие пауз в потреблении мощности во время рабочего цикла.
4. Плавная регулировка напряжения на емкостях в широком диапазоне.
5. Возможность включения нагрузки с плавным выходом на рабочий режим.
6. Возможность точной стабилизации напряжения на емкостях.
7. Вариация частоты следования рабочих циклов от долей герца до десятков герц при сохранении условия отбора от сети постоянной мощности.
8. Минимальная установленная мощность элементов зарядного устройства.
9. Вся система может быть разбита на независимые модули мощностью по 50-100 кВт.

Анализ применяемых методов зарядки емкостных накопителей показывает, что они не могут, как правило, в полной мере удовлетворить всем перечисленным требованиям. Хорошо зарекомендовавшие себя с точки зрения высокого КПД системы зарядки постоянным током, так же как и системы с резонансным зарядом емкостей, характеризуются высоким уровнем пульсаций потребляемой мощности от нулевого до двукратного значения относительно ее средней величины и большой установленной мощностью элементов. Фазовая регулировка напряжения в системах большой мощности вносит недопустимые фазовые искажения питающей сети. Зарядные устройства на базе индуктивно-емкостных преобразователей обладают сравнительно невысоким КПД, большой установленной мощностью элементов и малым быстродействием и т.п. Перспективными в настоящее время нам представляются системы, в которых заряд накопителя энергии осуществляется с постоянной загрузкой сети пульсирующим током при его неизменном среднем значении.

В основу проведенной нами разработки зарядного устройства была принята рассмотренная в работе /3/ схема преобразователя, основанная на применении тиристорного инвертора с трансформаторным выходом, который преобразует источник напряжения (питающая сеть после выпрямителя) в высокочастотные (около двух килогерц) импульсы тока, порционно заряжающие рабочую емкость до нужного напряжения через повышающий трансформатор. Принцип действия преобразователя поясняется схемой рис.1. Конденсаторы C_0 , поочередно заряжаясь от низковольтного сете-

вого выпрямителя до его удвоенного амплитудного напряжения, через половину периода работы инвертора передают свою энергию в рабочий конденсатор C_H , разряжаясь при поочередном включении тиристоров T_3, T_4 через индуктивность L_2 в первичную обмотку повышающего трансформатора T_P . Для полной передачи энергии из C_0 в C_H первые зашунтированы диодами D_1, D_2 , с помощью которых при перекачке энергии в L_2 и смене полярности напряжения на C_0 обеспечиваются нулевые начальные условия для следующего зарядного цикла. Однако полный разряд конденсаторов C_0 с полной передачей энергии в C_H происходит только до значения $U_{cн} = E_c \cdot n$ (E_c - напряжение выпрямителя, n - коэффициент трансформации T_P); при дальнейшем повышении напряжения конденсаторы C_0 разряжаются не полностью, что приводит к снижению среднего значения потребляемого тока и нарушению условия отбора от сети постоянной мощности. Прекращение заряда емкости наступает при $U_{cн} = (1,1+1,2) E_c \cdot n$, что является максимально возможным перенапряжением в схеме. Таким образом, условием оптимальной работы с нагрузкой сети постоянной мощностью является диапазон $0 < U_{cн} \leq E_c \cdot n$. Конденсатор C_K выполняет функцию коммутации тиристоров T_3, T_4 при малом токе намагничивания трансформатора T_P .

В отличие от схемы, рассмотренной в /3/, в нашем варианте конденсаторы C_0 , дроссель L_2 , вентили D_1, D_2 и T_3, T_4 перенесены на сторону низкого напряжения, что улучшает согласование тиристоров и диодов по напряжению и току и уменьшает в 2 раза рабочее напряжение изоляции импульсного трансформатора T_P , которое никогда не превышает напряжение на C_H . На стороне высокого напряжения мы расположили буферный конденсатор C_6 , на который зарядное устройство переключается путем включения тиристора T_5 перед коммутацией рабочего конденсатора C_H на нагрузку, что ликвидирует паузы в потреблении мощности во время рабочего цикла. Тиристор T_5 выключается, как только на конденсаторе C_H в рабочем цикле изменится полярность напряжения. Рекуперация энергии конденсатора C_H с перебросом в него заряда из C_6 и подготовкой последнего к следующему циклу происходит через индуктивность L_3 с подачей запуска на тиристор T_6 . Энергоемкость конденсатора C_6 во столько раз меньше энергоемкости C_H , во сколько длительность зарядного интервала больше длительности рабочего цикла. Буферный контур $T_5 - C_6$ играет, кроме того, принципиально важную роль для обеспечения точной стабилизации напряжения на конденсаторе C_H посредством включения вентиля T_5 перед началом рабочего цикла от сигнала с прецизионного компаратора, на котором происходит сравнение рабочего напряжения с опорным.

Регулировка уровня зарядного напряжения осуществляется путем изменения частоты следования импульсов инвертора. Максимальная частота соответствует непрерывной работе генератора и максимальному зарядному напряжению; с уменьшением частоты следования импульсов напряжение уменьшается. Запуск тиристоров T_1, T_4 и T_2, T_3 осуществляется функциональным преобразователем напряжение-частота, который управляется регулируемым опорным напряжением. Для исключения влияния нестабильности питающей сети на определение необходимого числа зарядных порций энергии в преобразователь вводится коррекция частоты по этому параметру. Для этого опорное напряжение преобразователя суммируется в соответствующем масштабе с долей отклонения напряжения сети от номинального значения, что исключает ее дестабилизирующее действие, обеспечивая предварительную стабилизацию и постоянство интервала между срабатыванием компаратора прецизионной стабилизации и началом рабочего цикла разряда C_H .

Известно /3/, что работа одиночного генератора с однофазным инвертором при постоянстве средней мощности, отбираемой от сети, характеризуется ее пульсациями с провалами до нуля в промежутках между зарядными импульсами. При максимальной частоте сдвиг фазы между синусоидальными зарядными импульсами тока ра-

вен $\sqrt{1}$, коэффициент эффективности $K_3 = \frac{I_{cp}}{I_m}$ равен при этом 0,637 и уменьшается с увеличением сдвига фаз при уменьшении напряжения в процессе регулировки. Многофазное выполнение зарядной системы уменьшает пульсации и делает коэффициент эффективности $K_3 = 0,9$ в двухфазном варианте при сдвиге фаз на $T/2$; 0,95 и 0,97 соответственно в трех и четырехфазном вариантах. В нашем случае задача решается разбиением всей системы на большое число (~ 50) автономных модулей, запуска инверторов в которых равномерно сдвинуты по фазам, так что даже при регулировке напряжения в широком интервале или изменении частоты следования разрядных импульсов в сторону уменьшения нагрузка сети остается практически равномерной. Задача плавного включения сети на нагрузку (так же как и выключения) и медленного набора (сброса) потребляемой мощности решается путем подключения опорного напряжения к функциональному преобразователю через времязадающую цепь. После выхода на рабочий режим зарядного устройства по потребляемой мощности от сети энергия в накопителе еще не поднимется до нужного уровня, а будет расти по закону $W_{сн} = W_0 (1 + K + K^2 + \dots + K^{n-1})$, где W_0 - активные потери в рабочем контуре, K - отношение энергии в нем после рекуперации к ее начальному значению, и достигнет своего предельного значения $W_{сн} \rightarrow W_0 \cdot \frac{1}{1-K}$ при разумных добротностях нагрузки через 7-10 циклов зарядки.

Выбор рабочей частоты инвертора определяет максимальную допустимую частоту разрядов рабочего контура. Нужно, чтобы за время зарядного интервала уместилось хотя бы несколько десятков импульсов зарядного тока. Предельная же частота инвертора определяется минимальным временем $t_{вкл}$, отпущенным на выключение тиристоров T_3-T_4 , которое зависит от выбора величины дросселя L_2 . Анализ показывает, что при приемлемых энергетических данных дросселя L_2 , которые оптимизируются по минимуму его массы и величины действующего значения передаваемого в C_H тока, время $t_{вкл}$ может составить 10-15% от длительности импульса зарядного тока. Отечественная промышленность выпускает тиристоры с временем выключения 10-15 мкс (тиристоры серий Т4 и ТБ), так что минимальная длительность полупериода частоты инвертора может быть выбрана ~ 100 мкс. При выборе такой частоты инвертора зарядное устройство может обеспечить частоту разрядов рабочего контура до ~ 200 Гц.

Разработка данной системы в ИЯФ находится в настоящее время на стадии завершенных исследований однофазного макета зарядного устройства, выполненного по рассмотренной схеме со следующими параметрами: энергия емкостного накопителя - 5 кДж, напряжение $U_{сн} = 7,5$ кВ, потребляемая мощность от сети - 50 кВт, номинальная частота разрядного контура - 10 Гц, вариация частоты с изменением напряжения - 0,5 + 50 Гц, полупериод частоты инвертора - 500 мкс. КПД системы, измеренный на уровне потребляемой мощности 35 кВт при неоптимизированных параметрах дросселей и трансформатора, являющихся основными источниками потерь, оказался 93%. Сердечники дросселей L_1 и L_2 , трансформатора T_p выполнены на железе Э-3425 с толщиной листа 70 мкм. В настоящее время ведется разработка отдельного модуля, в котором зарядное устройство мощностью 50 кВт будет размещено вместе с импульсным тиристорным генератором с реактивной мощностью 100 МВт в шкафу размером $1 \times 1 \times 2,2$ м³. Предполагается управление модулем вести с местного встроенного пульта и дистанционно через ЭВМ с промежуточным преобразованием кода в аналог.

Л и т е р а т у р а

1. Виллевалд Г.С. и др. "Разработка системы конверсии поляризованных пучков для комплекса ВЛЭШ. Труды настоящего совещания, т. II.
2. Васильев С.Н. и др. Труды 7 всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, ОИЯИ, Дубна, 1981, с.315.
3. Кныш В.А. Полупроводниковые преобразователи в системах заряда накопительных конденсаторов. Ленинград, Энергоиздат, 1981.

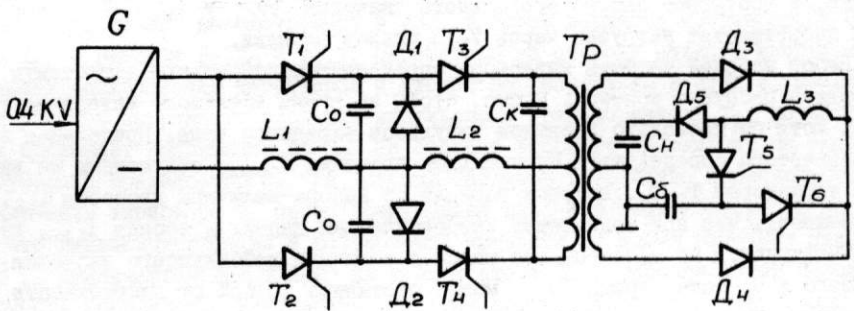


Рис. I

ПОДАВЛЕНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ БЕТАТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКОВ В ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭШ-4

Н.И. Зиневич, А.С. Медведко

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Одной из важных задач совершенствования накопителей заряженных частиц является увеличение интенсивности длительно удерживаемых в них пучков. Существует ряд факторов, ограничивающих интенсивность пучка в накопителе. Существенным фактором является когерентное электромагнитное взаимодействие пучков заряженных частиц в накопителе с окружающей их структурой: со стенками вакуумной камеры, инфлекторными пластинами, ускоряющей системой и различными полостями.

Одним из методов борьбы с когерентными неустойчивостями является введение активных отрицательных обратных связей (ООС). Ниже описывается система подавления бетатронных колебаний заряженных частиц в электрон-позитронном накопителе ВЭШ-4. Некоторые параметры накопителя приведены в таблице [1].

Диапазон рабочих энергий	1,8 + 5,2 ГэВ
Частота обращения частиц	0,816 МГц
Кратность частоты ускоряющей системы	221
Относительные частоты когерентных бетатронных колебаний сгустков ν_x, ν_z	9,55 + 9,60
Время радиационного затухания бетатронных колебаний на энергии 1,8 ГэВ	200 мс
Средний ток пучка e^-, e^+	5 + 10 мА

1. Описание системы

Система подавления когерентных дипольных колебаний электронного и позитронного сгустков по радиусу и вертикали состоит из четырех независимых каналов. Блок-схема одного канала приведена на рис.1.

Датчик бетатронных колебаний, используемый в системе, представляет собой четыре пластины, расположенные вдоль вакуумной камеры и образующие с поверхностью камеры 50-омные линии. Сигнал с противоположных пластин подается на вычитающий трансформатор, имеющий входное сопротивление, равное волновому сопротивлению линии. Применение согласованных полосковых линий в качестве датчика ООС позволяет разделить сигналы электронных и позитронных пучков. На выходе вычитающего трансформатора сигнал пропорционален отклонению пучка от центра вакуумной камеры и содержит, таким образом, информацию о бетатронных колебаниях. Очевидно, что чувствительность такого датчика максимальна в области частот, длина волны которых приблизительно в 4 раза больше длины линии (т.е. в районе 150 + 250 МГц).

Ослабление сигнала бетатронных колебаний электронов в "позитронном" канале датчика и наоборот определяется неидеальностью согласования линий (отражения от вакуумных вводов, трансформатора) и составляет в нашем случае - 26 дБ.

Электроника. В отличие от ранее разработанных систем [2] предлагаемая система выполнена избирательной с преобразованием частоты. Предварительное усиление колебаний ведется на частоте $(216 - \Delta\nu) f_0$ вблизи максимума чувствительности датчика, а формирование частотной характеристики и питание кикера -

на сравнительно низких частотах $(5 + \Delta V) f_0$, где проблемы построения усилителей мощности с линейной амплитудной характеристикой решаются легче.

После вычитающего трансформатора система содержит в высокочастотной части избирательный фильтр, настроенный на частоту $(2I6 - \Delta V) f_0$, маломощный усилитель [3] и преобразователь частоты. Гетеродинным напряжением служит сигнал от ускоряющей системы ($f_{гет} = 22I f_0$). Регулировкой фазы гетеродина в пределах от 0 до 2π с дискретностью $2\pi/16$ устанавливается необходимая фаза сигнала обратной связи. Примененный в системе режим работы с одной боковой полосой в спектре частот бетатронных колебаний устранил необходимость подбора длин кабелей между датчиком и кикером.

Сигнал с выхода смесителя поступает на полосовой фильтр, выделяющий частоты $(5 + \Delta V) f_0$. Напряжение этого диапазона частот усиливается промежуточным усилителем с регулируемым коэффициентом усиления и усилителем мощности.

Кикер. В качестве кикера в системе использован аналогичный датчику узел из 4-х 50-омных линий. Для каждой системы используется пара диаметрально противоположных пластин, работающих в режиме бегущей волны и действующих поэтому только на "свой" частицы. Обычно для создания режима бегущей волны пластины кикера нагружают на согласующее сопротивление, которое и потребляет всю мощность усилителя, питающего кикер.

В нашей системе пластины кикера питаются от усилителя мощности через кольцевой коаксиальный резонатор, в котором создан режим бегущей волны (рис.2). Резонатор выполнен из отрезков коаксиального кабеля. Общая длина кабеля резонатора равна длине волны в кабеле для середины спектра колебаний:

$f \approx (5 + \Delta V_{ср}) f_0 \approx 4.55$ МГц. Для создания в резонаторе режима бегущей волны возбуждение колебаний в нем осуществляется в сечениях А и В взаимно ортогональными сигналами [4]. Ортогональность сигналов обеспечивается выбором соответствующих длин подводных кабелей от выходного трансформатора усилителя мощности до сечений возбуждения резонатора. Контура в сечениях А и В служат для согласования импедансов; контур С — для компенсации электрических неоднородностей резонатора.

Электрическое расстояние в резонаторе между пластинами 1 и 2 кикера выбрано $\lambda/2$ для создания на них противофазных напряжений.

В разработанной схеме кольцевой резонатор выполнен из коаксиального кабеля типа РК-50-9-II. При питании схемы от усилителя мощности с выходной мощностью 50 Вт было получено на каждой пластине кикера напряжение бегущей волны амплитудой 200 В.

2. Результаты

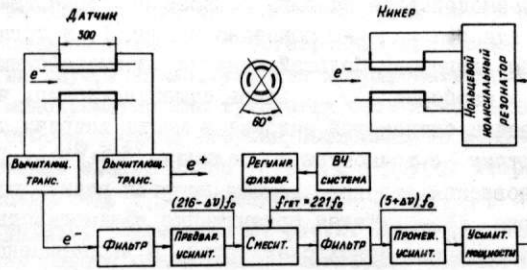
Описанные системы подавления колебаний опробованы и введены в эксплуатацию весной-летом 1982 г. Система подавления вертикальных колебаний электронов выполнена с включением кикера в кольцевой резонатор. На всех четырех системах для малых колебаний (с амплитудой порядка 0,2 апертуры) при токах пучков 2хI мА получено время затухания порядка 0,5+1 мс. При больших амплитудах исходных колебаний время затухания в системах без кольцевого резонатора увеличивается до нескольких миллисекунд из-за ограничения амплитуды напряжения на кикере. В системе с кольцевым резонатором получено время затухания 0,5+1 мс и для колебаний с исходной амплитудой порядка апертуры. Системы работают во всем рабочем диапазоне токов накопителя, при этом ослабление сигналов e^- в каналах e^+ и наоборот составляло около - 26 дБ.

Включение систем подавления колебаний улучшило стабильность работы накопителя и позволило работать при перестройке хроматизма магнитной системы накопителя в довольно широких пределах.

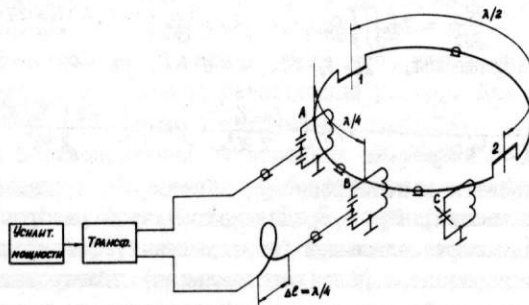
Авторы благодарят А.А.Жоленца и Г.М.Тумайкина за стимулирующий интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Протопопов И.Я. Накопительное кольцо ВЭПП-4. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1979, т.2, стр.363.
2. C.W.Olsw et al.Operation of the PEP transverse beam feedback. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-28, No. 3, June 1981.
3. Зиневич Н.И., Полевин С.Д. Широкополосный малошумящий усилитель. Препринт ИЯФ 8I-104, 1981.
4. Милованов О.С., Собенин Н.П. Техника сверхвысоких частот. Атомиздат, М., 1980.



Р и с.1. Блок-схема канала системы подавления бетатронных колебаний.



Р и с.2. Кольцевой коаксиальный резонатор. I, 2 - пластины кикера.

ПРОЕКТ МОДЕРНИЗАЦИИ НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-4 ДЛЯ
ПРОВЕДЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

А.А.Авдijenко, А.А.Жоленц, Г.А.Корнжхин, И.Я.Протопопов,
А.Н.Скринский, А.Б.Темных, Г.М.Тумайкин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск.

Накопитель ВЭШ-4 ИЯФ СО АН СССР по диапазону своей наиболее оптимальной рабочей энергии 4+6 ГэВ является идеальным инструментом для исследования свойств Υ -мезонов, проявляющихся в e^+e^- -аннигиляции в виде резонансных пиков. Скорость генерации мезонов, характеризующая производительность установки, зависит от двух параметров - светимости и энергетического интервала, в котором лежат полные энергии взаимодействия частиц электронного и позитронного пучков. Величина этого интервала определяется разбросом энергий частиц внутри пучка и в сотни раз больше энергетических ширин резонансов. В результате лишь малая доля событий e^+e^- -взаимодействия порождает резонанс, а остальные события являются фоновыми.

Можно увеличить долю резонансных событий за счет фоновых. Для этого необходимо в области взаимодействия сделать большое пространственное разнесение пучков по энергии, как это условно показано на рис.1, и организовать встречу таким образом, чтобы электроны большей энергии взаимодействовали с позитронами меньшей энергии и наоборот /2/. Здесь существенно то, что положение мгновенных орбит частиц одинаковой энергии в месте встречи строго связано с их энергией, и поэтому с точностью до величины $(\frac{E-E_0}{E_0})^2 E_0 \sim 10^{-6}$, где E - текущая, а E_0 - равновесная энергии, полная энергия взаимодействия каждой пары частиц E_{\pm} равна $2E_0$. Такая организация взаимодействия электронов и позитронов получила название монохроматизации, а эксперименты с использованием ее свойств - монохроматических экспериментов. Отметим, что при монохроматизации не только повышается производительность установки, но за счет сокращения числа фоновых событий облегчаются условия эксперимента и последующая его обработка.

1. Опишем количественно принцип монохроматизации, изложенный выше. Найдем для этого дифференциальную светимость $\frac{dL}{dE_{\pm}}$ /1/

$$\frac{dL}{dE_{\pm}} = 2f_0 \iiint \rho_+(x, z, 2E_{\pm} - \epsilon) \rho_-(x, z, \epsilon) dx dz d\epsilon, \quad (1)$$

где f_0 - частота обращения, $E_{\pm} = E_{\pm} - 2E_0$, $\epsilon = E - E_0$, ρ_{\pm} - функция распределения.

$$\rho_{\pm} = \frac{N_{\pm}^2}{(2\pi)^{1/2} \sigma_{x\pm} \sigma_{z\pm} \sigma_{\epsilon\pm}} \exp\left\{-\frac{(x - \Psi_{\pm} \frac{\epsilon}{E_0})^2}{2\sigma_{x\pm}^2}\right\} \exp\left\{-\frac{(z \pm |\Psi_{\pm}| \frac{\epsilon}{E_0})^2}{2\sigma_{z\pm}^2}\right\} \exp\left\{-\frac{\epsilon^2}{2\sigma_{\epsilon\pm}^2}\right\}.$$

Здесь знак "+" относится к позитронному, а знак "-" - к электронному пучку; N обозначает число частиц; σ_{ϵ} - среднеквадратичный разброс энергий; $\sigma_{x\pm}$ ($\sigma_{z\pm}$) - среднеквадратичный горизонтальный (вертикальный) бетатронный размер в месте встречи; Ψ_{\pm} (Ψ_{\pm}) - горизонтальная (вертикальная) дисперсионная функция в месте встречи. В записи для ρ_{\pm} учтено, что разложение по энергии электронного и позитронного пучков делается в вертикальном направлении и в противоположные стороны. В результате интегрирования (1) получим:

$$\frac{dL}{dE_{\pm}} = \frac{L_0}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\epsilon}} \exp\left\{-\frac{\epsilon^2}{2\sigma_{\epsilon}^2}\right\},$$

где L_0 - светимость:

$$L_0 = \int_0^{N^+ N^-} \frac{N^+ N^-}{4\pi (\sigma_{\beta\beta}^2 + \psi^2 \frac{\sigma_{\beta\beta}^2}{E^2}) (\sigma_{\beta\beta}^2 + \psi^2 \frac{\sigma_{\beta\beta}^2}{E^2})} ,$$

а $\sigma_{\beta\beta}$ - среднеквадратичный разброс полной энергии взаимодействия при монохроматизации:

$$\sigma_{\beta\beta} = \frac{\sqrt{2} \sigma_{\beta\beta}}{(1 + \psi^2 \frac{\sigma_{\beta\beta}^2}{E^2} / \sigma_{\beta\beta}^2)^{1/2}} . \quad (2)$$

Таким образом, в монохроматических экспериментах энергетическое разрешение улучшается в

$$\lambda = \frac{\sqrt{2} \sigma_{\beta\beta}}{\sigma_{\beta\beta}} = \sqrt{1 + \psi^2 \frac{\sigma_{\beta\beta}^2}{E^2} / \sigma_{\beta\beta}^2}$$

раз по сравнению со стандартной техникой электрон-позитронных столкновений. Легко показать, что для очень узких резонансов во столько же раз возрастает и скорость их генерации. Параметр λ мы будем в дальнейшем называть выигро-
шем в энергетическом разрешении.

2. При $\lambda \gg 1$ формулу (2) можно преобразовать к виду:

$$\sigma_{\beta\beta} = \sqrt{2} \frac{\sigma_{\beta\beta}}{|\psi|} E_0 ,$$

отсюда становится очевидно, что монохроматичность получается тем выше, чем больше энергетическая дисперсия в месте встречи по сравнению с бетатронным размером. Это связано с тем, что бетатронные колебания частиц перемешивают различные энергии внутри пучка, ухудшая монохроматичность. Таким образом, для осуществления монохроматизации требуется оптическая схема экспериментального промежутка, которая, с одной стороны, позволила бы получить в месте встречи большую ψ разных знаков для e^- и e^+ , а, с другой стороны, не приводила бы к заметному увеличению $\sigma_{\beta\beta}$. Такая оптическая схема [2], получившая название "схема монохроматизации", приведена на рис.2. Здесь показаны только существенные для понимания работы схемы монохроматизации элементы - электростатические skew-квадрупольные линзы и магниты. Обычные линзы, осуществляющие равномерную вертикальную и горизонтальную фокусировку, не показаны. Принцип работы схемы монохроматизации следующий. Линзы S_1 и S_2 располагаются через целое число полуволн вертикальных бетатронных колебаний и создают локальное возбуждение ψ_z . Фактически появление ψ_z на участке между S_1 и S_2 эквивалентно повороту плоскости радиально-фазовых колебаний от x к z направлению. Угол поворота растет с увеличением ψ_z и уменьшением ψ_x . Одновременно с фазовыми колебаниями в результате включения линз S_1 и S_4 меняются и направления бетатронных колебаний, причем так, что, например, в максимуме ψ_z по вертикали получается и наибольший бетатронный размер. Для устранения этого в схему включены линзы S_2 и S_3 , которые располагаются строго через полуволны вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний по отношению к линзам S_1 и S_4 и компенсируют их влияние на бетатронное движение. Поэтому всюду, кроме участков между линзами S_1, S_2 и S_3, S_4 , бетатронное движение остается невозмущенным. Линзы S_2, S_3 имеют противоположные линзам S_1, S_4 полярности включения. Для того чтобы они не влияли на ψ_z , перед ними магнитами M_1 и M_2 зануляется ψ_x . В результате, благодаря включению в схему дополнительных линз и магнитов, делается возможным создание в месте встречи большой ψ_z при сохранении малого вертикального бетатронного размера. Отметим, что именно магнитное поле осуществляет в итоге требуемое разнесение по энергии пучков e^+ , e^- в месте встречи.

В схеме монохроматизации величина Ψ_z в месте встречи регистрируется с помощью skew-квадрупольных линз. Ψ_z увеличивается с уменьшением фокусного расстояния линз F . Однако одновременно с увеличением Ψ_z растет в месте встречи и вертикальный бетатронный размер σ_{z0} . Это происходит из-за того, что на участках расположения магнитов M_1, M_2 Ψ_z -функция отлична от нуля и квантовые флуктуации излучения приводят здесь к дополнительному увеличению вертикального эмиттанта ϵ_z . Если, например, начальный вертикальный эмиттанс ϵ_{z0} был бы равен нулю, то в результате σ_{z0} и Ψ_z в месте встречи росли бы в одинаковой степени и величина σ_z не менялась бы при уменьшении F . В реальных условиях при наличии ϵ_{z0} рост σ_{z0} происходит вначале медленнее, чем Ψ_z , и поэтому σ_z уменьшается. Так продолжается до тех пор, пока вклад в вертикальный эмиттанс от магнитов M_1, M_2 не станет преобладающим. Дальше σ_z уже перестает зависеть от силы линз и достигает того же предельного значения, соответствующего $\epsilon_{z0} = 0$. Это предельное значение можно оценить по формуле:

$$\sigma_z = \left\{ \frac{55\sqrt{3}}{48} \Lambda \frac{\Psi_{x0}^3 R}{(\ell/2)^5} \cdot \frac{3}{64} f(\alpha) \right\}^{1/2} \frac{E_0^2}{mc^2}, \quad (3)$$

где Λ , mc^2 - комptonовская длина волны и энергия покоя электрона; R - средний радиус кривизны, $\ell/2$ - расстояние между линзами S_1 и S_2 ; Ψ_{x0} - значение Ψ_x на входе схемы монохроматизации.

$$f(\alpha) = \frac{\alpha(1 + 2\sin^2 \frac{\alpha}{2}) - \frac{\Delta n \alpha}{\mu}}{3 \sin^5 \frac{\alpha}{2}},$$

α - коэффициент заполнения длины ℓ магнитным полем ($0 < \alpha < \pi$). Предельное значение σ_z достигается при достаточно малом фокусном расстоянии skew-квадрупольных линз, удовлетворяющем условию:

$$F < \left\{ \frac{\Psi_{x0}^5 R^2 \bar{\beta}_x \epsilon_{x0}}{(\ell/2)^4 \bar{\Psi}_x \epsilon_{z0}} \cdot \frac{3}{64} f(\alpha) \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где $\bar{\beta}_x, \bar{\Psi}_x$ - средние значения β - и Ψ_x -функций в элементе периодичности, ϵ_{x0} - горизонтальный эмиттанс. Обратим внимание на то, что условие (4) выполнить тем легче, чем меньше исходный вертикальный эмиттанс ϵ_{z0} . Величина начального вертикального эмиттанта является поэтому важнейшей характеристикой при выборе параметров электростатических skew-квадрупольных линз. Оценки, сделанные для ВЭПП-4 в предположении, что при монохроматизации может быть получено очень малое отношение $\sqrt{\epsilon_{z0}/\epsilon_{x0}} = 0,02$, дают: $F < 5$ м. Это означает, что при энергии 5 ГэВ и разумной длине электростатической линзы $\Delta \ell \sim 3$ м градиент электрического поля в ней \mathcal{E} должен быть более 30 кВ/см². Как будет показано ниже, создание таких линз представляет собой сложную техническую задачу.

На сравнительно небольших рабочих энергиях накопителя предельное энергетическое разрешение (3) может быть еще дополнительно уменьшено с помощью магнитных "змеек" за счет увеличения декремента затухания вертикальных бетатронных колебаний. Легко показать, что выигрыш возрастает при этом на фактор

$$y = \sqrt{1 + \frac{B_0^2 \ell_w}{\langle \delta_z^2 \rangle \Pi}}, \quad (5)$$

где B_0 - поле в змейке, ℓ_w - длина змейки, $\langle \delta_z^2 \rangle$ - средний квадрат поля в накопителе, Π - периметр. Очень важно, чтобы квантовые флуктуации излучения в змейке не приводили прямо к увеличению ϵ_{z0} . Для этого в области змейки необходимо тщательно занулять Ψ_z - и Ψ_z' -функции. С учетом (5) предельное энергетическое разрешение (3) можно переписать в виде:

$$\xi_2 = \left\{ \frac{55\sqrt{3}}{48} \Lambda \frac{\psi_{r0}^3 R}{(e/2q)^2 (1 + \frac{8^2 \epsilon_{mc}}{2e^2 \gamma \pi})} \cdot \frac{3}{64} f(\omega) \right\}^{1/2} \frac{E^2}{mc^2}. \quad (6)$$

Оценки показывают, что на ВЭМ-4 в области энергий Ψ, Ψ' -мезонов змейки помогут получить ξ_2 меньше ширины резонансов. Это позволит разрешить, быть может, их внутреннюю структуру.

3. Выше, при обсуждении схемы монохроматизации, электростатические линзы считались тонкими и компенсация связи бетатронных колебаний получилась в результате идеальной. Однако, как мы уже видели, потребуются довольно сильные линзы. Поэтому необходимо оценить, на сколько можно отклониться от условия "тонкости" линз, все еще сохраняя при этом хорошую компенсацию связи колебаний.

Запишем четырехмерную транспортную матрицу M между центрами линз S_1 и S_4 (см. рис. 2). При выключенных линзах она равна: $M = -I$, где I - единичная матрица, тогда как при включенных

$$M = L^{-1} R^{-1} T_3 R L^{-1} (-I) L^{-1} R^{-1} T_4 R L^{-1}. \quad (7)$$

Здесь L - матрица пустого промежутка длиной $\Delta l/2$; R - матрица преобразования поворота на угол Ψ (в нашем случае $\Psi = 45^\circ$); T_3 и T_4 - матрицы фокусирующей и дефокусирующей линзы: $T_3 = \begin{pmatrix} F & 0 \\ 0 & D \end{pmatrix}$, $T_4 = \begin{pmatrix} D & 0 \\ 0 & F \end{pmatrix}$, где F и D - обычные фокусирующие и дефокусирующие блоки:

$$F = \begin{pmatrix} \cos \sqrt{\bar{x}} \Delta l & \frac{1}{\sqrt{\bar{x}}} \sin \sqrt{\bar{x}} \Delta l \\ -\sqrt{\bar{x}} \sin \sqrt{\bar{x}} \Delta l & \cos \sqrt{\bar{x}} \Delta l \end{pmatrix}; \quad D = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \sqrt{\bar{x}} \Delta l & \frac{1}{\sqrt{\bar{x}}} \operatorname{sh} \sqrt{\bar{x}} \Delta l \\ \sqrt{\bar{x}} \operatorname{sh} \sqrt{\bar{x}} \Delta l & \operatorname{ch} \sqrt{\bar{x}} \Delta l \end{pmatrix}. \quad (8)$$

$$\bar{x} = \frac{e}{300 BR}, \quad \bar{B}R - \text{ жесткость.}$$

Сворачивая произведение матриц (7), легко получить выражение: $M = -L^{-1} R^{-1} \begin{pmatrix} A & 0 \\ 0 & B \end{pmatrix} R L^{-1}$ (здесь $A = F(L^{-1})^2 D$, $B = D(L^{-1})^2 F$), из которого становится очевидно, что если $A \equiv B$, то матрица M не будет иметь блоков, ответственных за возникновение связи колебаний. Воспользовавшись (8), найдем: $A - B = \begin{pmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix}$,

$$\text{где } p = 2 \sin \sqrt{\bar{x}} \Delta l \operatorname{sh} \sqrt{\bar{x}} \Delta l - \sqrt{\bar{x}} \Delta l (\cos \sqrt{\bar{x}} \Delta l \operatorname{sh} \sqrt{\bar{x}} \Delta l + \sin \sqrt{\bar{x}} \Delta l \operatorname{ch} \sqrt{\bar{x}} \Delta l) \approx -\frac{41}{90} (\sqrt{\bar{x}} \Delta l)^6.$$

Отсюда видно, что условие "тонкости" линз $\sqrt{\bar{x}} \Delta l \ll 1$ более жесткое, чем это требуется для хорошей компенсации связи. Для этого достаточно только выполнить $\sqrt{\bar{x}} \Delta l < 1$.

4. Влияние эффектов встречи на монохроматизацию подробно исследуется в работе /3/. Там отмечается, что для сохранения монохроматичности при действии эффектов встречи необходимо, чтобы возмущения электронной Ψ_2^- и позитронной Ψ_2^+ дисперсионных функций электромагнитным полем встречного пучка были малы. Это требуется как для выполнения главного условия: $\Psi_2^- = \Psi_2^+$ в месте встречи, так и для малости Ψ_2 в основном кольце накопителя. Если $\Psi_2^- \neq \Psi_2^+$, то в месте встречи перестают совпадать мгновенные орбиты частиц с одинаковым по величине и противоположным по знаку отклонением энергии от равновесной, а при появлении Ψ_2 в кольце накопителя увеличивается вертикальный эмиттанс пучка. И то и другое в конечном итоге ухудшает энергетическое разрешение. В приближении линейной "силы" встречного пучка потерю в выигрыше можно оценить по формуле /3/:

$$\lambda(\xi_+, \xi_-) = \lambda_0 \left[1 + \frac{4r^2 \lambda_0^2}{\Delta r^2 \pi \nu_2} (\xi_+^2 + \xi_-^2) + r^2 (\xi_- - \xi_+)^2 \lambda_0^2 \operatorname{ctg}^2 \pi \nu_2 \right]^{-1/2}, \quad (9)$$

где λ_0 - выигрыш в отсутствие эффектов встречи, ξ_{\pm} - параметр пространственного заряда позитронного (электронного) пучка, ν_2 - частота вертикальных

бетатронных колебаний. Зависимость λ от ξ , рассчитанная по формуле (9) при $\lambda_0 = 11,5$ и $\xi_+ = \xi_- = \xi$, показана графиком 1 на рис.3. Здесь же графиком 2 показана эта зависимость, найденная численно с учетом нелинейного характера "силы" встречного пучка. Как видно из рисунка, линейное приближение хорошо описывает реальную ситуацию. С другой стороны, это означает, что, скомпенсировав только линейную компоненту "силы" встречного пучка, мы сможем заметно ослабить влияние эффектов встречи на монохроматизацию. Такая компенсация может быть осуществлена квадрупольной линзой с фокусным расстоянием $f = -\beta_0 / 4 \pi \xi$ (β_0 - бета-функция в месте расположения линзы), расположенной строго через пол-волны вертикальных бетатронных колебаний от места встречи. Оптимум компенсации достигается когда "сила" линзы составляет 95% "силы" встречного пучка. Этому случаю на рис.3 отвечает график 3.

5. Проект переоборудования накопителя ВЭПП-4 для проведения монохроматических экспериментов включает в себя несколько основных аспектов, на которых мы здесь вкратце остановимся.

а. Замена детектора МД-1 на другой детектор. Это вызвано тем, что квантовые флуктуации излучения в вертикальном магнитном поле детектора МД-1 будут приводить при монохроматизации к увеличению вертикального эмиттанса пучка и, соответственно, -ухудшению монохроматичности. Оценки показывают, что при энергии 5 ГэВ и поле 8,5 кГс в МД-1 выигрыш λ упадет уже более, чем в 2 раза.

б. Изготовление и монтаж нового экспериментального промежутка. Схема промежутка с указанием длин и названий элементов магнитной структуры и их взаимного расположения показана на рис.4. Буквой L здесь обозначены квадрупольные линзы, буквой M - магниты, а буквами SQ - электростатические skew-квадрупольные линзы. Однотипные элементы отмечены одной и той же цифрой. Вверху над схемой показана необходимая вертикальная и горизонтальная апертура. Поскольку промежуток зеркально симметричен относительно места встречи, то на рисунке приведена только его половина от начала до середины. Вертикальными пунктирными линиями выделен участок, относящийся к схеме монохроматизации. Слева от него находится участок, на котором происходит согласование промежутка по параметрам пучка с полукольцами; справа - участок формирования в месте встречи малой бета-функции. Характеристики магнитных элементов нового экспериментального промежутка приведены в таблице I. Здесь во второй и третьей колонках для квадрупольных линз указаны диаметр вписанной окружности и максимальный градиент, а для магнитов - зазор между полюсами и магнитное поле.

Таблица I

Название	Диаметр вп. окруж. (мм)	Градиент (кГс/см)	Длина (см)	Число (шт)
	Зазор (мм)	Поле (кГс)		
L ₁	50	3,20	30	4
L ₂	70	2,84	45	8
L ₃	114	1,95	130	6
L ₄	50	4,24	50	4
M ₁	30	20	40	2
M ₂	30	20	190	2
M ₃	50	3,7	405	4
M ₄	30	2,9	260	4

в. Перемонтаж элементов периодичности в полукольцах. Для получения предельно малого вертикального размера пучка при монохроматизации предполагается применить систему коррекции, основанную на skew-квадрупольных линзах, располо-

женных в элементах периодичности полуколец. Для этого планируется в полукольцах раздвинуть магнитные блоки за счет удаления части элементов периодичности и на освобожденном пространстве разместить линзы коррекции. Одновременно здесь же предполагается установить и секступольные линзы. С целью симметризации накопителя при монохроматизации сборку полуколец предполагается осуществлять таким образом, чтобы они начинались и заканчивались серединой квадрупольной линзы элемента периодичности.

г. Изготовление электростатической квадрупольной линзы с градиентом поля 20 ± 30 кВ/см² и длиной 3 м. Основные элементы конструкции линзы показаны на рис. 5. Линза имеет цилиндрические электроды I диаметром $d = 53,5$ мм. Оптимизация диаметра вписанной окружности при фиксированном d позволила получить в данной системе область однородности градиента на уровне 72% механической апертуры. Электроды линзы крепятся к несущей трубе 3 при помощи керамических изоляторов с регулируемой по высоте и углу опорой. Высоковольтная коммутация осуществляется снаружи несущей трубы. Для гашения электромагнитных волн, возбуждаемых пучком в электродной системе линзы, в разрыв коммутационных элементов вставлены безиндуктивные согласующие сопротивления 5. В собранном виде линза помещается в вакуумную камеру, на которой закреплены высоковольтные вводы 4. Выпрямитель, рассчитанный на напряжение 100 кВ, крепится непосредственно к фланцу изолятора.

Осуществление описанного выше проекта позволит получить результаты, приведенные в таблице 2. Здесь указана примерная энергия эксперимента E_0 ; выигрыш λ с учетом эффектов встречи и возможности их частичной компенсации; среднеквадратичный разброс полной энергии взаимодействия σ_z ; вертикальная и горизонтальная бета-функции в месте встречи $-\beta_z, \beta_x$; светимость L ; требуемые для этой светимости токи пучков I и линейный сдвиг частоты вертикальных бетатронных колебаний ξ_z при этих токах.

Таблица 2

(ГэВ)	Выигрыш λ	σ_z (кэВ)	β_z (см)	β_x (см)	ξ_z	I (мА)	$\text{см}^{-2} L_c^{-1}$
1,5	10	45	7	110	0,01	0,5	10^{29}
1,5*)	23	20	7	110	0,01	0,5	10^{29}
5	10	500	7	110	0,03	20	10^{31}

*) с учетом "змейки" длиной 6 м и полем 18 кГс.

Л и т е р а т у р а :

1. Renieri A. Preprint LNF-75/C(R), 1975.
2. Жоленц А.А., Протопопов И.Я., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 132. Препринт ИЯФ 79-6, 1979.
3. Жоленц А.А., Израйлев Ф.М., Темных А.Б. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр. 293. Препринт ИЯФ 80-146, 1980.

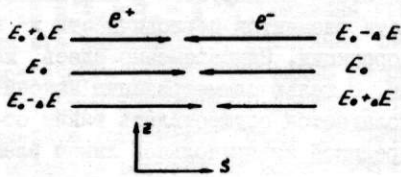


Рис. I.

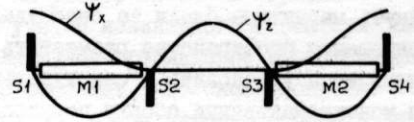


Рис. 2. Схема монохроматизации.

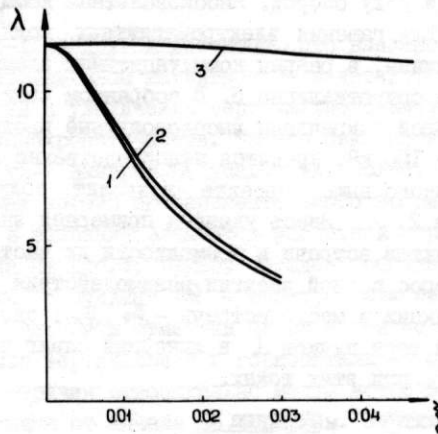


Рис. 3. Зависимость λ от ζ . График 1 - расчет в линейном приближении "силы" встречного пучка; 2 - расчет с учетом нелинейности "силы"; 3 - расчет при 95% компенсации линейной составляющей "силы".

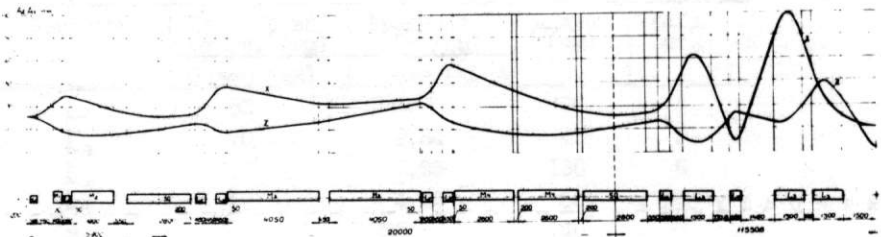


Рис. 4. Схема экспериментального промежутка ВЭП-4 при монохроматизации.

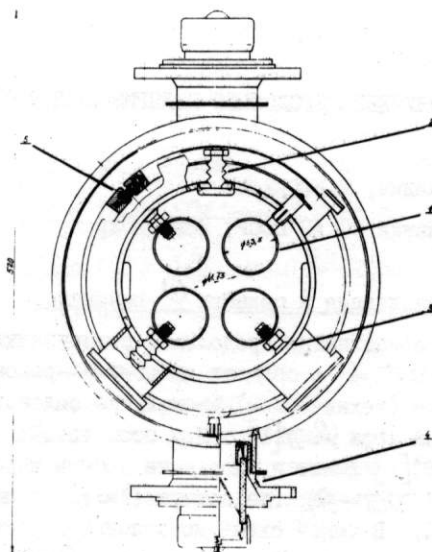


Рис.5. Поперечное сечение электростатической *скев*-квадрупольной линзы. 1 - электрод, 2 - изолятор, 3 - земляной экран, 4 - высоковольтные вводы, 5 - согласующие сопротивления.

АНАЛИЗ ВАРИАНТОВ ПОЛУЧЕНИЯ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭШ-4

С.А. Никитин, Е.Л. Салдин, М.В. Юрков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

§ 1. Продольная поляризация в области ψ -резонансов

Возможным способом организации продольной поляризации в экспериментальном промежутке накопителя ВЭШ-4 в области энергий ψ -резонансов является размещение в противоположном (техническом) промежутке соленоида, поворачивающего спин вокруг скорости на угол $\varphi = \pi [1]$. При этом устойчивое направление поляризации $\vec{n}(\theta) = \vec{n}(\theta + 2\pi) [2]$ лежит в плоскости орбиты и составляет угол со скоростью частицы, равный $\nu(\pi - \theta)$, где азимут $\theta = 0$ в месте размещения соленоида ($\nu = E(\text{МэВ})/440,64$). В такой схеме независимо от энергии частота прецессии спина вокруг \vec{n} всегда равна $1/2$, а на азимуте $\theta = \pi$ вектор \vec{n} направлен по скорости. Конкретный вариант [4] предусматривает размещение сверхпроводящего соленоида длиной 2,5 м и полем 79 кГс на одном из участков технического промежутка (см. рис. 1а). Возможность получения продольной поляризации таким простейшим способом основана на замечательной особенности комплекса ВЭШ-4, а именно на наличии бустерного накопителя ВЭШ-3 с коротким временем поляризации на энергии перепуска (характерное время поляризации на энергии 2,1 ГэВ - 20 мин).

Перепуск поляризованного пучка из ВЭШ-3 в ВЭШ-4 происходит при включенном соленоиде. При этом поляризация инжектируемого пучка должна лежать в плоскости орбиты и составлять со скоростью угол, равный $\pi\nu$. Для выполнения этого условия в канале инжекции предполагается установить импульсный соленоид, вращающий спин на угол φ_k (см. рис. 1а). При фиксированной энергии инжекции выбором φ_k в диапазоне от $\pi/4$ до $\pi/2$ удается обеспечить достаточно высокую степень поляризации как электронов, так и позитронов в ВЭШ-4 (деполяризация при перепуске пучка не превышает 10%). Изменением знака поля в импульсном соленоиде можно готовить любые комбинации спиральностей встречных пучков.

Соленоид в ВЭШ-4, поворачивая спин на угол π , одновременно поворачивает плоскость поперечных колебаний (\mathcal{X} - радиальных, \mathcal{Z} - вертикальных) на угол $\pi/2$ и тем самым сильно влияет на орбитальное движение [4]. Тем не менее оказывается возможным компенсировать это влияние, комбинируя соленоид или эквивалентную ему группу соленоидов с квадрупольными линзами, повернутыми на определенные углы [3, 4, 5]. В нашем случае выбрана схема [5], состоящая из двух одинаковых соленоидов с суммарным углом поворота спина π и пяти квадрупольных линз, четыре из которых повернуты на угол $\pi/4$ (см. рис. 2 и таблицу 1).

Матрица преобразования фазового пространства ($\mathcal{X}, \mathcal{X}', \mathcal{Z}, \mathcal{Z}'$) на участке вставки такова, что весь этот участок эквивалентен равному по длине пустому промежутку с той лишь разницей, что при этом имеется дополнительный фазовый сдвиг на π между вертикальными и радиальными бетатронными колебаниями. Связь \mathcal{X} - и \mathcal{Z} -колебаний локализована на участке вставки в том смысле, что радиальные бетатронные колебания, возбуждаемые радиационными процессами в кольце, переходят в вертикальные отклонения только внутри вставки. При этом нет возбуждения вертикального фазового объема за пределами указанного участка из-за от-

Таблица I

Энергия	= 1,9 ГэВ
Длина соленоидов	= 2 x 125 см
Поле соленоидов	= 79,6 кГс
Градиент x длина (Q - линза)	= -2,97 $\frac{\text{кГс}}{\text{см}}$ x 40 см
Градиент x длина (SQ1, SQ4-линзы)	= $\pm 3,09 \frac{\text{кГс}}{\text{см}}$ x 20 см
Градиент x длина (SQ2, SQ3-линзы)	= $\pm 2,80 \frac{\text{кГс}}{\text{см}}$ x 20 см
Расстояние между элементами схемы	= 10 см
Полная длина вставки	= 430 см

сутствия на нем синхротронного излучения.

Для рассматриваемой схемы время существования продольной поляризации пучка в накопителе ВЭШ-4 полностью определяется деполяризующим воздействием квантовых флуктуаций энергии. Общее выражение для времени деполяризации имеет, согласно [6], следующий вид:

$$\tau_d = \tau_0 \langle |K|^3 \rangle \left\{ \langle |K|^3 [1 - \frac{2}{9}(\vec{n} \cdot \vec{v})^2 + \frac{11}{18}|\vec{d}|^2] \rangle \right\}^{-1} \quad (I)$$

где K - безразмерная кривизна орбиты, \vec{v} скорость ($c = 1$), скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по кольцу накопителя. $\vec{d}(\theta)$ - параметр спин-орбитальной связи. Величина τ_0 равна времени радиационной поляризации в накопителе без соленоидов. Первые два слагаемые внутри скобок выражения для τ_d учитывают прямое деполяризующее воздействие синхротронного излучения на спин (излучение с переворотом спина). Последнее слагаемое связано с деполяризующим влиянием квантовых флуктуаций энергии при наличии спин-орбитальной связи. Физический смысл величины \vec{d} можно пояснить следующим образом. При движении частицы по равновесной траектории проекция спина на ось \vec{n} является интегралом движения, т.е. $S_n = \vec{S} \cdot \vec{n} = \text{const}$. Пусть на некотором азимуте частица испытывает скачок в энергии $\delta\gamma/\gamma$ (γ - релятивистский фактор). Будем полагать, что направление спина при скачке не меняется. При движении частицы по неравновесной траектории на спин действуют дополнительные поля, которые отклоняют его от равновесного направления \vec{n} . За время радиационного затухания орбитальное движение релаксирует к равновесному, однако, проекция S_n при этом не восстанавливается. Набранное за это время изменение δS_n определяется через параметр \vec{d} [6-8]:

$$\delta S_n = \vec{S} \cdot \vec{d} \frac{\delta\gamma}{\gamma}$$

Результаты расчета времени деполяризации в данной схеме приведены на рис.3. Как видно из рисунка, на энергии ψ' -мезона при отстройке частоты радиальных бетатронных колебаний χ_x на 0,1 от полуцелого значения (в рабочей области частот на ВЭШ-4) величина τ_d составляет 2 часа. Это открывает возможность для проведения физических экспериментов на встречных продольно поляризованных пучках в области ψ -резонансов.

§ 2. Продольная поляризация на энергии 5 ГэВ

Задача получения продольной поляризации пучков на накопителе ВЭШ-4 в области энергий ипсилон-резонансов во многом упрощается тем обстоятельством, что в экспериментальном промежутке данной установки размещен магнитный детектор (МД) с вертикальным полем, поворачивающим спин на угол π (на энергии γ' -ре-

зонанса угол поворота равен 182°). Это позволяет получать продольную поляризацию в центре МД и восстанавливать вертикальную поляризацию в полукольцах с помощью соленоидов, размещенных в прямолинейных промежутках по обе стороны от МД (см. рис. 1б). В конкретном варианте [7] соленоиды являются составными частями 2-х специальных вставок в накопитель слева и справа от МД. Угол поворота спина на вставке выбран $2\varphi = \pi/4$ (из геометрии ясно, что при этом степень продольной поляризации не может превышать $\sqrt{2}/2$). Принципиальная схема вставки [5] состоит из двух идентичных соленоидов с суммарным углом поворота 2φ , между которыми помещены 3 одинаковых FD - дублета из обычных квадрупольных линз (рис. 4).

Параметры вставки в конкретном варианте приведены в таблице П. Им соответствуют приблизительно единичное и минус-единичное преобразование в X и Z - движениях. Связь поперечных колебаний, как и в предыдущей схеме, локализована на участке вставки.

Таблица 2

Энергия	= 5 ГэВ
Длина соленоидов	= 2 x 85 см
Поле соленоидов	= 77 кГс
Градиент F - линз	= 2,319 кГс/см
Градиент D - линз	= 3,000 кГс/см
Длина линз	= 80 см
Расстояние между дублетами	= 160 см
Расстояние между линзами в дублетах	= 10 см
Полная длина вставки	= 1000 см

Выбор структуры вставки был неразрывно связан с оптимизацией всего экспериментального промежутка в целом. Путем небольших изменений в составе промежутка удалось при сохранении его единичности получить фокусировку пучков в месте встречи (центр МД), достаточно близкую к обычной [7].

Выбор оптики в данной схеме существенно зависел также от требования компенсации деполаризующего влияния продольных полей с целью получения максимальной степени радиационной поляризации P , которая в нашем случае равна [6]:

$$P = 0,92 \langle \kappa^3 (\vec{n} - \vec{d}) \vec{e}_z \rangle \left\{ \langle |\kappa|^3 [1 - \frac{2}{9} (\vec{n} \cdot \vec{v})^2 + \frac{11}{18} |\vec{d}|^2] \rangle \right\}^{-1} \quad (2)$$

(\vec{e}_z - вертикальный орт). Если угол поворота спина в МД не равен π , то в полукольцах \vec{n} может отклоняться от вертикали на угол порядка единицы. В этом случае основной вклад в величину \vec{d} дает хроматичность поворота спина в ведущем поле. Этот вклад вычисляется дифференцированием полного выражения для $\vec{n}(\theta)$ по энергии и по порядку величины составляет $|\vec{d}| \sim \nu$. Последнее является неприемлемым, если поляризация происходит за счет ведущего поля. Поэтому восстановление вертикального направления спина в полукольцах является в рассматриваемой схеме обязательным условием. В оптимальном случае вклад хроматичности поворотов в \vec{d} порядка $\pi \sin 2\varphi \sim 1$ [7]. Вклад бетатронных колебаний [8,9] по порядку величины равен ν/ν_x ($\nu_x \approx 9$, $\nu = 11,36$), что сравнимо с вкладом от хроматичности. В области спиновых резонансов $\nu_x \pm \nu_0 = K$ (ν_0 - частота прецессии, равная в выбранной схеме параметру ν) вклад бетатронного движения в спин-орбитальную связь становится доминирующим. Важно отметить, что при фиксированной кинематике спина бетатронной частью параметра \vec{d} можно управлять с помощью настройки фокусировки вставок и промежутка, а также выбором частоты

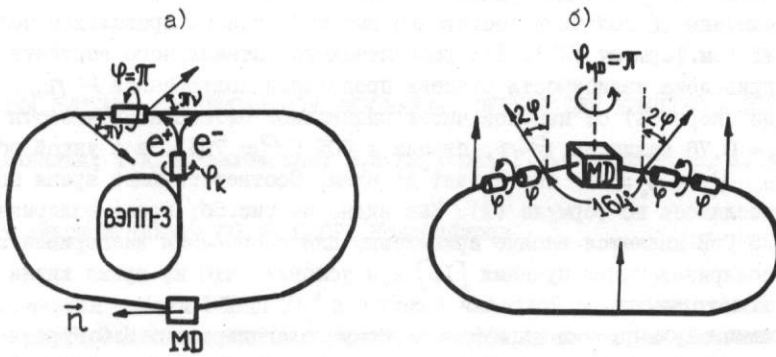


Рис.1. Кинематика спина в схемах получения продольной поляризации в области энергий ψ -резонансов (а) и γ -резонансов (б).

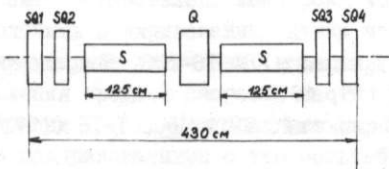


Рис.2. S -соленоиды, Q -квадруполь, $SQ1, SQ2, SQ3, SQ4$ - повернутые на 45° квадруполь.

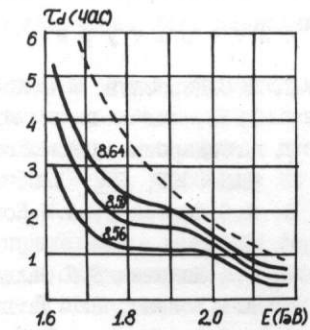


Рис.3. Зависимость времени деполаризации τ_d от энергии при разных частотах радиальных бетатронных колебаний ν_x (пунктирная кривая - без учета бетатронного движения).

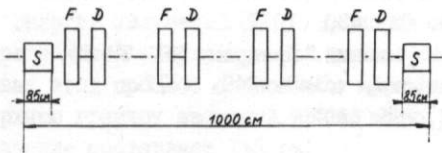


Рис.4. S -соленоиды, F и D - квадрупольные линзы.

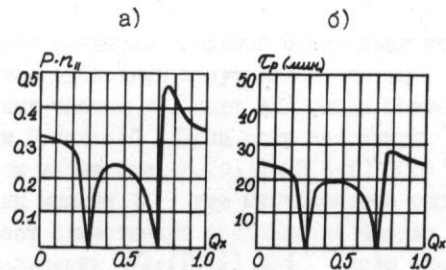


Рис.5. Зависимость степени продольной поляризации $P_{n\parallel}$ (а) и времени ее установления τ_p (б) от частоты Q_x .

ν_x (в отличие от вклада хроматичности). Это дает возможность за счет оптимизации величины \bar{d} получить достаточно высокую степень продольной поляризации в центре МД (см. формулу (2)). Для рассчитанного оптимального варианта [7] на рис. 5а приведена зависимость степени продольной поляризации $P \cdot n_{||}$ ($n_{||}$ - проекция \vec{n} на скорость) от нецелой части радиальной бетатронной частоты Q_x . Около точки $Q_x = 0,76$ величина $P \cdot n_{||}$ близка к 50% ($P \approx 70\%$), а в узкой области резонансов $\nu_x \pm \nu_0 = K$ она падает до нуля. Соответствующее время поляризации τ_p вычислялось по формуле (1). Как видно из рис. 5б, время поляризации на энергии 5 ГэВ является вполне приемлемым для проведения экспериментов с продольно поляризованными пучками [10] при условии, что их время жизни составляет \sim несколько часов.

В заключение мы хотим выразить глубокую благодарность Я.С.Дербеневу и А.М.Кондратенко за ценные советы и неизменную поддержку в течение всего времени выполнения этой работы. Авторы пользуются также случаем поблагодарить А.Н.Скринского и Г.М.Тумайкина за интерес к работе, А.А.Жоленца, В.Н.Литвиненко, В.А.Киселева, В.М.Хорева за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а :

1. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко и др. Препринт ИЯФ 76-112. Новосибирск, 1976, Particle Accelerators, vol.8, 115, 1978.
2. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. ЖЭТФ, 60, 1216 (1971), ДАН СССР, 192, 1255 (1970).
3. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Препринт ИЯФ 78-74, Новосибирск, 1978.
4. С.А.Никитин, Е.Л.Салдин. Препринт ИЯФ 81-19, Новосибирск, 1981.
5. А.А.Жоленц, В.Н.Литвиненко. Препринт ИЯФ 81-80, Новосибирск, 1981.
6. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. Препринт ИЯФ 72-68, Новосибирск, 1972, ЖЭТФ, 64, 1918 (1973).
7. С.А.Никитин, Е.Л.Салдин, М.В.Юрков. Препринт ИЯФ 81-116, Новосибирск, 1981; Доклад на Международном симпозиуме по поляризационным явлениям, Дубна, ноябрь 1981.
8. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЖЭТФ, 62, 430 (1972).
9. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-60, Новосибирск, 1977, Particle Accelerators, vol.9, 247, 1979.
10. Ю.И.Сковпень, И.Б.Хриплович. ЯФ, 30, 589 (1979).

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ КОНВЕРСИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ КОМПЛЕКСА ВЛЭПШ

Г.С.Виллевалд, Т.А.Всеволожская, В.Н.Карасюк, Г.И.Сильвестров, А.Д.Чернякин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для обеспечения работы ВЛЭПШ /1/ с высокой частотой повторения (~ 10 Гц) должна быть разработана система конверсии с коэффициентом преобразования частиц, большим I , позволяющая использовать в качестве первичных пучки, остающиеся после взаимодействия в месте встречи. Прямая конверсия на мишени обеспечивает выход на одну первичную частицу более одной вторичной в пределах фазового объема, допускающего успешный захват в режим ускорения в линейной секции с высоким dE/dx при энергии первичных пучков ≈ 30 ГэВ. При энергии ≥ 150 ГэВ может быть осуществлена конверсия через ондуляторное излучение /2/, позволяющая получить поляризованные пучки частиц.

Ондуляторное излучение (в дальнейшем ОИ) в узком конусе углов относительно направления средней скорости частиц циркулярно поляризовано с высокой степенью поляризации $P \sim I$. При рождении пар таким излучением частицы оказываются продольно поляризованными с тем большей степенью (вплоть до $\sim I$), чем ближе их энергия к энергии фотона.

Спектр и угловое распределение интенсивности ОИ определяются энергией первичного пучка $E = \gamma mc^2$, длиной волны ондулятора λ_0 и безразмерным значением поперечного импульса частиц p_{\perp} , связанным с величиной поперечного магнитного поля H_{\perp} как $p_{\perp} = \frac{eH_{\perp}\lambda_0}{2\pi mc}$. Интенсивность первой, основной гармоники максимальна при $p_{\perp} = 1/\sqrt{2}$. Ширина ее углового распределения при этом составляет $\theta \sim 0,5/\gamma$. Степень циркулярной поляризации в этом конусе $\sim 0,95$. Интенсивность высших гармоник в направлении $\theta = 0$ равна нулю, однако, при $\theta \sim 0,5/\gamma$ она уже сравнима с интенсивностью первой гармоники, а затем и превосходит ее.

Энергия излучения $\hbar\omega$ пропорциональна $1/\lambda_0$, так что выбор значения λ_0 определяется энергетической зависимостью сечения рождения пар. В тяжелых веществах этот процесс становится эффективным при $\hbar\omega > 5$ МэВ, что и определяет верхнюю границу значений длины волны ондулятора. При $E = 150$ ГэВ это граничное значение составляет $2+3$ см.

Простая оценка с привлечением необходимого минимума сведений о спектрально-угловых характеристиках ОИ /3/, сечения взаимодействия излучения и частиц с веществом /4/ и степени поляризации вторичных частиц /5/ дает для числа позитронов (электронов) со степенью поляризации P , большей $1/2$, на одну первичную частицу с энергией $E = 150$ ГэВ при $\lambda_0 = 1$ см выражение $N_{e^{\pm}(P > 1/2)} \approx 3,6 \cdot 10^4 K t$, справедливое в той области значений толщины мишени t , где многократное рассеяние на углы, большие $\pi/2$, не ограничивает существенно прохождение частиц через мишень. При $t = 0,2$, например, для получения $N_{e^{\pm}(P > 1/2)} \approx 1$ число элементов периодичности K должно быть $\sim 1,4 \cdot 10^4$, т.е. длина ондулятора ~ 140 м.

Численный расчет эффективности конверсии с моделированием основных процессов по методу Монте-Карло показал, что минимальная длина ондулятора с $\lambda_0 = 1$ см при $p_{\perp} = 1/\sqrt{2}$ для получения $N_{e^{\pm}(P > 1/2)} \approx 1$ составляет $L \sim 100$ м, однако, неизбежные потери при отделении "поляризованных" частиц от "неполяризованных" и захват в режим ускорения делают необходимыми большие значения L . Зависимость коэффициента выхода частиц от толщины мишени (вольфрам) близка к линейной до

толщины $t \sim 0,2$ и практически отсутствует при $0,2 < t \leq 1$. При той же толщине достигает своего максимального значения и средний угол выхода частиц, $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \approx 0,65$, зависимость же его от толщины как \sqrt{t} , характерная для многократного рассеяния, нарушается еще раньше.

Для эффективного захвата частиц в режим ускорения в коротковолновом линейном ускорителе без увеличения продольного размера сгустка их расходимость должна быть существенно уменьшена в непосредственной близости от конвертера с помощью светосильной и короткофокусной фокусировки. Такая фокусировка осуществляется короткой литиевой линзой, помещаемой непосредственно за конвертером. При длине линзы 0,5 см и градиенте поля $\sim 0,15$ Мэ/см частицы с энергией ~ 10 МэВ совершают в ней около $\pi/2$ свободных колебаний. Одновременно линза служит своеобразным спектрометром. Градиент подбирается так, чтобы средняя расходимость частиц со степенью поляризации выше 0,5 была близка к нулю. Частицы с меньшей поляризацией, обладающие и меньшей энергией, оказываются при этом перефокусированными. Их среднеквадратичный угловой разброс ($\sim 0,4-0,5$) оказывается существенно большим, чем у "поляризованных" частиц ($\sim 0,2$) и диафрагма, помещенная на соответствующем расстоянии, позволяет частично отделить эти частицы и повысить среднюю степень поляризации в оставшемся пучке. Расстояние до диафрагмы и ее диаметр определяются условием пропускания не более 1,1+1,2 частицы на одну первичную, чтобы не перегружать ускоряющие секции. При этом, очевидно, чем выше оказывается степень диафрагмирования, тем меньше эмиттанс и выше степень поляризации прошедших частиц.

Ускорение частиц на начальном этапе требует большого темпа набора энергии с дополнительной фокусировкой. Ускоряющая секция ВЛЭПП ($dE/dx = 1$ МэВ/см) с продольным магнитным полем 10+20 кЭ на длине 50 см решает эту задачу. Среднеквадратичный энергетический разброс на выходе такой секции составляет 5+6 МэВ. В пределах среднеквадратичного разброса лежит до 80% частиц. Остальные распределены в достаточно широком интервале, что является следствием наличия высоких гармоник в ОИ. Поперечный эмиттанс, охватывающий $\sim 80\%$ частиц, составляет ~ 1 МэВ/с.см.

Для получения высокой степени поляризации вторичных частиц большое значение имеет коллимация ОИ, которая позволяет уменьшить вклад высших гармоник, дающих частицы с нулевой и отрицательной поляризацией в том диапазоне энергий, где частицы от основной гармоники имеют поляризацию ~ 1 . Угол коллимации должен быть порядка углового разброса первой гармоники $\theta \sim 0,5/\gamma$. Ондулятор длиной 200 м, обеспечивающий в отсутствие коллимации $P \approx 0,5$, в случае мишени диаметром 1 мм, помещенной на расстоянии 100 м от выхода ондулятора, дает $P \approx 0,7$. К сожалению, коллимация ОИ эффективна только в случае тонкого первичного пучка с размером, много меньшим размера мишени, и угловым разбросом, много меньшим угла коллимации. В приведенном примере учет конечного эмиттанса пучка в 10^{-7} см·рад при β -функции ~ 250 м уменьшает степень поляризации от 0,7 до 0,6.

В отсутствие коллимации некоторый выигрыш в степени поляризации может быть получен путем уменьшения поля ондулятора ниже значения, определяемого условием $\rho_1 = 1/\sqrt{2}$. При этом относительный вклад первой гармоники излучения возрастает, хотя интенсивность ее и уменьшается, что требует увеличения длины ондулятора при сохранении значения λ_0 . Однако уменьшение поля, упрощающее технологию изготовления ондулятора, позволяет рассматривать меньшие λ_0 , что может компенсировать потерю в интенсивности ОИ из-за неоптимального ρ_1 и без удлинения ондулятора (рис.1).

В качестве близкого к предельному по технологии изготовления ондулятора можно остановиться на значении $\lambda_0 = 0,7$ см. В этом случае при $\rho_1^2 = 0,1$, что соответствует полю $H_1 = 4,8$ кЭ, и длине ондулятора $L = 150$ м одна вторичная частица на одну первичную при коэффициенте перегрузки ускоряющих секций 1,2 получается в пределах поперечного эмиттанта $\mathcal{E} = 2$ МэВ·см, энергетического интервала $\Delta E = \pm 7,5$ МэВ при средней степени поляризации $P \cong 0,6$. Увеличение длины ондулятора до $L = 300$ м уменьшает \mathcal{E} и ΔE до 1,5 МэВ·см и $\pm 6,5$ МэВ, соответственно, и повышает P до 0,64. Длина волны $\lambda_0 = 1$ см при степени поляризации не ниже 0,6 требует длины ондулятора $L = 300$ м при том же значении ρ_1 , что в этом случае означает $H_1 = 3,4$ кЭ. Значения \mathcal{E} , ΔE и P при $L = 300$ м, $\lambda_0 = 1$ см оказываются равными 1,5 МэВ·см, ± 6 МэВ и 0,6, соответственно.

Эмиттанс первичного пучка в приведенных выше примерах принимался равным $\mathcal{E}_0 = 10^{-7}$ см·рад, β -функция $\beta_0 = 400$ м, толщина мишени $t = 0,5$. Собирающая литиевая линза имела длину и диаметр по 5 мм. Конвертер служил ее входным торцевым фланцем, выходной фланец полагался выполненным из бериллия толщиной 0,5 мм.

Конструктивно спиральный ондулятор представляет собой два одинаковых соленоида, вставленных друг в друга так, что витки их обмоток чередуются в направлении вдоль оси, и запитанных противоположно направленными токами. Такая система имеет на оси только поперечную составляющую магнитного поля H_1 , вектор которого вращается вокруг оси с периодом, равным шагу намотки λ_0 . Основными техническими параметрами ондулятора, определяющими его энергоемкость и среднюю потребляемую мощность, являются эффективность — отношение поля на оси H_0 к току возбуждения j и отношение максимального поля в зазоре между витками H_{max} к H_0 . При внутреннем диаметре ондулятора $d_0 = 5$ мм отношение H_{max}/H_0 в диапазоне значений $\lambda_0 \sim 0,7+1$ см не превышает 4 и в области движения частиц $\sim \varnothing 1$ мм, определяемой эмиттансом и β -функцией первичного пучка, обеспечивается достаточная степень однородности поля (рис.2,3). При толщине витка обмотки $\Delta z = 2+3$ мм его радиальный размер Δr , обеспечивающий необходимую жесткость конструкции, должен составлять 3+5 мм, так что его отношение к внутреннему радиусу r_0 больше 1. При таком $\Delta r/r_0$ радиальная неоднородность распределения плотности тока по сечению витка ($j \sim 1/r$), как показали измерения на моделях (рис.2,3), дает заметное отличие в топографии поля и эффективности от рассчитанных в предположении однородного распределения $j/6$.

Для создания поля $H_0 \sim 5$ кЭ при эффективности $\sim 0,7+0,4$ ток возбуждения должен быть порядка 10 кА при плотности $j \sim 1$ кА/мм². Очевидно, что такая плотность не может быть достигнута в режиме постоянного тока. Сверхпроводящий вариант ондулятора нами не рассматривался из-за высоких радиационных нагрузок при средней мощности в пучке, большей 250 кВт. Мы остановились на импульсном варианте, запитываемом синусоидальными импульсами тока длительностью ~ 200 мкс. Такая длительность обеспечивает существенный выигрыш в среднем токе (~ 30 раз при 10 Гц) при умеренных значениях реактивной мощности импульсных генераторов и падения напряжения (< 1 кВ) на секциях длиной 1 м каждая, на которые предполагается разбить ондулятор по технологическим соображениям. При этом в рассматриваемой геометрии распределение плотности тока по сечению шин практически не отличается от распределения постоянного тока.

Каждую метровую секцию ондулятора предполагается запитывать через согласующий трансформатор с коэффициентом трансформации 10+20, а 10-метровый участок таких секций — параллельно от одного тиристорного генератора с реактивной мощностью ~ 30 МВт, расположенного на расстоянии ~ 50 м.

Мы рассматриваем три варианта импульсных ондуляторов — безжелезный, с железом, расположенным только в зазоре между витками, и с железом, замыкающим внеш-

ний магнитный поток. Радиальное распределение поля для этих случаев при одном и том же питающем токе приведено на рис.3. Введение железа повышает эффективность соответственно в 2,1 и 2,7 раза. В безжелезном варианте мощность активных потерь составит $\sim 1,5$ кВт/м. Окончательный выбор между безжелезным и "железным" вариантами, как и выбор длины волны из диапазона $0,7 \pm 1$ см, будет сделан при рассмотрении технологии изготовления ондуляторов.

Проводка электронного пучка через ондулятор должна отвечать условию нацеливания γ -пучка на мишень с точностью, лучшей $\pm 0,5$ мм, для чего электронный пучок на всей длине ондулятора должен с такой же точностью сохранять свое положение и углы отклонения от оси, меньшие $5 \cdot 10^{-6}$ рад. Отклонения пучка могут быть вызваны как внешними полями, так и неравенством нулю интеграла знакопеременного поля ондулятора вдоль его оси, вызванным геометрическими неточностями в изготовлении обмоток. Средняя величина поля на всей длине не должна превышать $0,1$ Э, т.е. $2 \cdot 10^{-5}$ Н₀. Для ее достижения в дополнение к точному изготовлению обмоток будет применяться компенсация отклонений интеграла поля с помощью дипольных магнитов, расположенных на таких расстояниях друг от друга, чтобы отклонение еще не приводило к углам $\sim 10^{-6}$ рад.

Л и т е р а т у р а

1. Анашин В.В. и др. Тр. VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.2, стр.331. Дубна, 1981.
2. Балакин В.Е., Михайличенко А.А. Там же, т.1, стр.302.
3. Alferov D.F. et al. Part. Accel., 1979, vol.9, p.223.
4. Белецкий С.В. Лавинные процессы в космических лучах. ОГИЗ - Гостехиздат, 1948.
5. Байер В.Н., Катков В.М., Фадин В.С. Излучение релятивистских электронов. Атомиздат, Москва, 1973.
6. Алферов Д.Ф. и др. Письма ЖТФ, т.2, вып.11, стр.487 (1976).

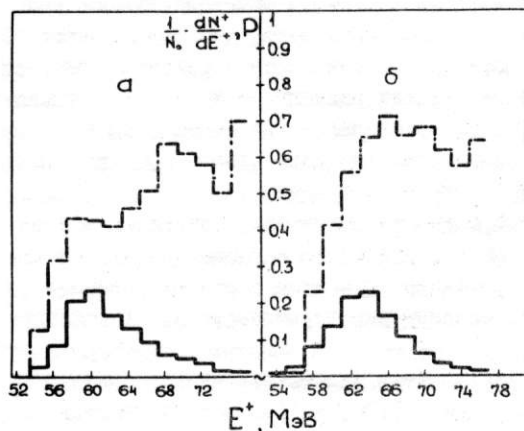


Рис. 1. Энергетический спектр (сплошные линии) и поляризация P (штрих-пунктир) частиц на выходе 50 МэВ-ной ускоряющей секции в случае: а) $\lambda_0 = 1$ см; $P_1^2 = 0,5$; б) $\lambda_0 = 0,7$ см; $P_1^2 = 0,1$ при длине ондулятора $L = 150$ м.

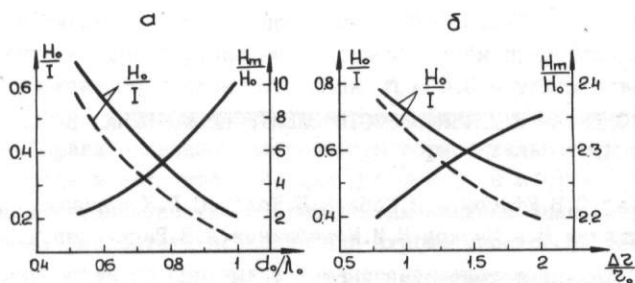


Рис. 2. Эффективность ондулятора H_0/I и отношение полей H_{\max}/H_0 в зависимости от d_0/λ_0 при $\Delta z/2_0 = 1, 15$ (а) и от $\Delta z/2_0$ при $d_0/\lambda_0 = 0,52$. Толщина витка в обоих случаях $\Delta z = 0,32 \lambda_0$. Пунктир - расчетные кривые для однородной плотности тока $I/6$.

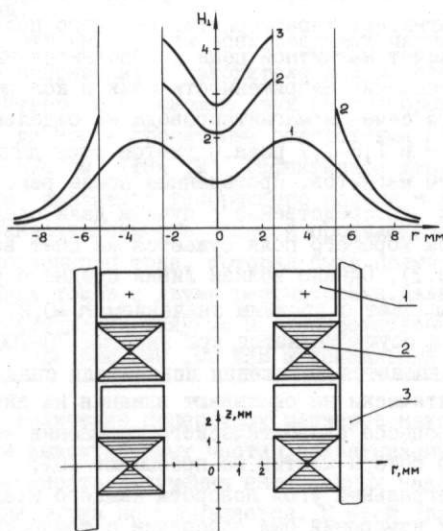


Рис. 3. Распределение поперечной составляющей поля H_z (в произвольных единицах) по r при $z = 0$ для безжелезного ондулятора (кривая 1), ондулятора с железом только в межвитковых зазорах (кривая 2) и с добавлением железа, замыкающего обратный магнитный поток (кривая 3). Позиции: 1 - витки, 2 - железо в зазорах, 3 - железо, замыкающее обратный магнитный поток.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО ЭЛЕКТРОННОМУ ОХЛАЖДЕНИЮ НА НАП-М

Я.С.Дербенев, Н.С.Диканский, В.И.Кудалайнен, В.А.Лебедев, И.Н.Мешков,
В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. Введение

Основной целью исследований по электронному охлаждению, проводившихся в ИЯФ СО АН СССР в последние годы, было выяснение возможностей дальнейшего повышения эффективности этого метода. Использование обнаруженного ранее эффекта быстрого электронного охлаждения /1/ позволяет существенно улучшить параметры пучков тяжелых частиц в накопителях и открывает новые возможности в постановке экспериментов в физике высоких энергий и ядерной физике. Своим существованием эффект обязан специфическим свойствам замагниченного пучка электронов, ускоренных в электростатическом устройстве (пушка). При таком ускорении разброс продольных скоростей электронов в сопутствующей системе становится существенно меньше разброса поперечных скоростей, а продольное магнитное поле установки с электронным пучком приводит к тому, что тяжелые частицы взаимодействуют с "ларморовскими кружками", не имеющими поперечных скоростей. В принципе, в этом случае охлаждение может происходить до температуры "ларморовских кружков", определяемой разбросом продольных скоростей электронов и неоднородностями магнитного поля. Так, в экспериментах на НАП-М /1/ протонный пучок удавалось охладить до температуры порядка нескольких градусов Кельвина. При этом время охлаждения протонов с малыми поперечными скоростями достигало 50 мс (энергия протонов 65 МэВ).

Проведенные экспериментальные и теоретические исследования быстрого электронного охлаждения /1,2/ указали на существенную роль малости разброса продольных скоростей электронов в кинетике охлаждения. Его увеличение может быть вызвано главным образом действием двух факторов - взаимным рассеянием электронов в пучке и влиянием поля пространственного заряда электронов. Первое приводит к передаче энергии из поперечных степеней свободы в продольную, в результате чего в электронном пучке на достаточно большей длине устанавливается изотропное максвелловское распределение по скоростям - пучок термализуется. Вторым вызвано поперечное "провисание" потенциала в пучке и, как следствие, - зависимость продольных скоростей электронов от поперечных координат. Оба эти эффекта зависят от интенсивности электронного пучка и могут, тем самым, ограничивать эффективность метода - увеличивая времена охлаждения и температуру охлажденного пучка.

Особенности условий, характерных для электронного охлаждения, делают нетривиальным вопрос о возможности сохранения достаточно малой продольной температуры электронов. Так, замагниченность поперечного движения электронов уменьшает передачу энергии из поперечного движения в продольное. Сложность теоретического анализа этого явления потребовала его экспериментального изучения. Поле пространственного заряда электронного пучка, также увеличивающее эффективную продольную температуру электронов, можно существенно уменьшить, компенсируя заряд электронного пучка ионами. Наличие высокого вакуума в установке и использование эффективного коллектора для рекуперации энергии электронов поз-

воляют достичь необходимой степени компенсации при сохранении коллективной устойчивости пучка.

Настоящий доклад содержит обзор исследований по этим вопросам.

2. Изучение процессов термализации в электронном пучке

Теоретические представления о процессах термализации в замагниченном электронном пучке заключаются в следующем. Электронный пучок в достаточно сильном магнитном поле представляет собой движущийся газ ларморовских кружков, нанизанных на силовые линии поля; размеры кружков r_L могут достигать или даже быть много меньше характерных расстояний между электронами $\sim n^{-1/3}$. При этом дальние столкновения частиц являются адиабатически медленными по отношению к ларморовским осцилляциям поперечных скоростей и не могут приводить к передаче тепловой энергии из поперечного движения в продольное. Ближние же столкновения с нарушением адиабатичности взаимодействия оказываются невозможными для подавляющего большинства электронов из-за продольного отталкивания кружков. Детальный анализ показывает, что скорость поперечно-продольного обмена поддается экспоненциально по параметру

$$S \equiv \left[\frac{e^2}{\hbar r_L} \ln \left(\frac{r_L T_{\perp}}{e^2} \right) / T_{\parallel} \right]^{2/3}, \quad \frac{e^2}{\hbar r_L} \ll T_{\perp}.$$

Величина $(e^2/\hbar r_L) \ln(r_L T_{\perp}/e^2)$ есть характерный потенциальный барьер кулоновского взаимодействия ларморовских колец. При $S \ll 1$ скорость поперечно-продольной релаксации перестает зависеть от продольной температуры и магнитного поля и описывается известной классической формулой теории плазмы.

Процесс термализации замагниченного пучка после его ускорения в пучке протекает в два этапа. Сначала за счет продольных смещений происходит быстрая (за время порядка ленгмюровского периода) максвеллизация продольного разброса скоростей ларморовских кружков с температурой T_{\parallel}^0 , определяемой двумя конкурирующими факторами: остаточным тепловым разбросом $\Delta v \sim T_{\perp}/\sqrt{mW}$ (W — кинетическая энергия в лаб. системе) и разбросом, возникающим из-за пространственных флуктуаций энергии кулоновского взаимодействия ларморовских кружков ($m \Delta v^2 \sim e^2 n^{1/3}$ при $r_L \ll n^{-1/3}$). В практических ситуациях ввиду малости параметра T_{\perp}/W вклад дробового эффекта, как правило, оказывается преобладающим *).

Дальнейшая поперечно-продольная термализация, начинающаяся на входе в участок дрейфа пучка с продольной температуры T_{\parallel}^0 , длится в течение большого числа ленгмюровских периодов и в тех случаях, когда начальное значение параметра S оказывается большим, сильно затягивается замораживающим влиянием магнитного поля. В результате малая температура T_{\parallel} может сохраняться на всей длине участка охлаждения. Имеется принципиальная возможность получения продольных температур ниже $e^2 n^{1/3}$ путем ускорения пучка адиабатически медленно по отношению к плазменным колебаниям.

При существовании в пучке значительных градиентов продольных скоростей электронов (например, вследствие пространственного заряда) нужно учитывать возможность неадиабатических столкновений кружков, движущихся по "соседним" силовым линиям, с большой передачей поперечной энергии в продольную. Роль эффективной продольной температуры в выражении для параметра S при этом играет величина

$$\left(\frac{T_{\parallel}}{e^2 n^{1/3}} \right)_{\text{эфф}} \sim m \left(\frac{dv_{\parallel}}{dz} r_L \right)^2.$$

* Вклад поперечно-продольного обмена на этом этапе, включающем и участок ускорения в пучке, пренебрежимо мал по сравнению с дробовым эффектом соответственно иерархии плазменных времен.

Влияние столкновительных процессов в термализации пучка является определяющим, если обеспечена коллективная устойчивость его стационарного состояния. Это условие, по-видимому, может нарушаться при уменьшении магнитного поля до величины такой, что ларморовская частота Ω становится меньше ленгмювской электронной частоты ω_e , что, в первую очередь, может иметь место в прикатодной области в пучке в режиме 3/2 ввиду большой плотности пучка. В реальности, однако, условие $\Omega > \omega_e$ соблюдается при сравнительно легко доступных величинах магнитного поля.

Эксперименты по изучению термализации проводились на установке электронного охлаждения /3/, в которой электронный пучок, сформированный трехэлектродной пушкой, транспортировался в продольном магнитном поле напряженностью H до 1,4 кГс и, пройдя трехметровый дрейфовый промежуток, поступал в анализатор. Напряженность продольного магнитного поля в области пушки могла изменяться в пределах 0,5–4,5 кГс с помощью дополнительного короткого соленоида. На входе в анализатор пучок попадал на вырезающую диафрагму, имевшую отверстие диаметром 0,1 мм. Вырезанный пучок тормозился анализирующей диафрагмой и поступал в коллектор, с которого измерялся ток. По измеренному интегральному спектру вычислялся дифференциальный энергетический спектр $dI_{\text{колл}}/dU$ и его ширина δU . Эксперименты проводились на малой энергии электронов для предотвращения нагрева анализатора электронным пучком.

На рис.1 показаны дифференциальные спектры для тока электронов $I_e = 2,4$ мА, энергии электронов $W = 400$ эВ при различных значениях магнитного поля в пушке. Сильное влияние последнего на процесс термализации прослеживается достаточно ясно.

На рис.2 показана зависимость энергетического разброса электронов от тока при различных магнитных полях и энергиях пучка. Кривая (1) показывает результаты расчета энергетического разброса без учета магнитного поля. На рисунке отчетливо видно подавление релаксации при увеличении магнитных полей как на участке дрейфа, так и особенно в пушке. Обращает на себя внимание ослабление релаксации с увеличением энергии электронов (кривая 5 рис.2).

Таким образом, магнитное поле приводит к подавлению поперечно-продольного теплообмена, что качественно согласуется с теоретическими представлениями.

3. Компенсация пространственного заряда

Равновесная концентрация ионов на участке охлаждения определяется балансом их рождения и ухода. Уход ионов вдоль электронного пучка предотвращается созданием на краях компенсирующего участка электростатических пробок, одновременно отсасывающих электроны ионизации специальным поперечным электрическим полем, как описано в /1/. В результате накопления ионов в пучке создается перекompенсация и ионы начинают уходить в поперечном направлении. Однако продольное магнитное поле препятствует поперечному движению ионов и они совершают только дрейфовое движение с радиусом ρ_L^i

$$\rho_L^i = \frac{E}{eH^2} Mc^2$$

(M – масса иона).

В установках для электронного охлаждения типичной является ситуация, когда

$$\rho_L^i \ll a, \quad (2)$$

a – радиус электронного пучка. В этих условиях ток ионов к стенкам вакуумной камеры может быть обусловлен только неадиабатическими столкновениями ионов с азимутально-несимметричными полями в области пробок, меняющими положение цент-

ров "ларморовских кружков" ионов. Неадиабатичность такого столкновения связана с тем, что толщина слоя, разделяющего компенсированный и некомпенсированный участки пучка в области пробки, порядка дебаевского радиуса ионов $\sim \sqrt{Mv_i^2/4\pi n e^2} \ll v_i/\Omega$, где v_i - тепловая скорость, n - плотность, Ω - ларморовская частота ионов, ионы считаются однозарядными). Систематический поток ионов связан со средними потерями скорости дрейфа частицей при столкновении с пробкой: в результате такого столкновения ион как бы заново начинает движение в поле E , смещаясь в среднем по радиусу на величину порядка ρ_L^i (см. (2)).

Равновесная концентрация ионов может быть рассчитана приравниванием скорости рождения и потерь, отвечающих описанному механизму. Для электронного пучка радиуса a с плотностью n_0 , постоянной по сечению, стационарное распределение ионов имеет вид

$$n = \begin{cases} \frac{n_0}{2} + \sqrt{\frac{n_0^2}{4} + n_0 A} \equiv n_{i0}, & r \leq a, \\ \frac{n_{i0}}{\sqrt{1 + \frac{2n_{i0}}{A} \left(\frac{r^2}{a^2} - 1\right)}}, & r > a, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$A = \frac{n_{at} \sigma v_e L H^2}{4\pi v_i M c^2}, \quad (4)$$

n_{at} - плотность атомов остаточного газа, σ - сечение ионизации, v_e - скорость электронов, L - длина участка компенсации.

Как видно из (3), в случае $A \ll n_0$ плотность ионов внутри пучка близка к плотности электронов. Поэтому поле внутри пучка заметно меньше поля вне пучка, создаваемого выходящими ионами. Разность потенциалов между стенкой камеры и пучком (в условиях $A \ll n_0$ и $a \ll R$, R - радиус камеры) можно записать в виде

$$\Delta U = 2\pi e \sqrt{2n_0 A} a R = R \sqrt{\frac{2e\gamma_i}{v_i} \frac{H^2}{M c^2}}, \quad (5)$$

где: $\gamma_i = e \pi a^2 L n_e \sigma v_e n_{at}$ - ток ионов, образовавшихся на участке компенсации. Соответствие этой модели эксперименту демонстрируется рис. 3, на котором приведены данные, отвечающие различным энергиям электронов ($W = 35$ кэВ, $W = 550$ эВ) и разным длинам участка компенсации. Прямая приведена по формуле (5) для параметров: температура ионов 300 К⁰, $M = 14$ а.е.м., $H = 1000$ Э, $R = 3,5$ см. Изменение магнитного поля сопровождалось изменением потенциала пучка в согласии с выражением (5).

Зная электрические поля на краю пучка, можно переписать условие (2) в виде, позволяющем оценить условия применимости этих расчетов:

$$\gamma_k = (n_{at} \sigma v_e)^{-1} \gg \frac{L}{v_i}.$$

Как видно, оно имеет простой физический смысл: за время компенсации ион должен испытать много столкновений с краевыми пробками. С улучшением вакуума это условие выполняется все лучше и лучше. Однако с увеличением времени нахождения ионов в пучке становится все более существенным их нагрев электронами пучка и диффузия в поперечном направлении, что приводит к ухудшению степени компенсации при давлении меньшем, чем 10^{-11} Торр.

Разность потенциалов между краем и центром пучка, характеризующая качество компенсации, для распределения ионов (3) может быть записана в виде

$$\Delta U = \frac{a^2 L n_{at} v_e \sigma}{4 v_i} \frac{e^2 H^2}{M c^2}. \quad (6)$$

Оценка ΔU для установки длиной $L = 3$ м, $H = 10^3$ Э, $T_i = 300$ К⁰, $W = 35$ кэВ, $M = 14$ а.е.м., $p = 10^{-9}$ Торр, $a = 1$ см дает $\Delta U = 0,003$ эВ, что существенно меньше энергетического разброса, определяемого температурой катода.

Предельный ток компенсированного пучка может ограничиваться развитием коллективных неустойчивостей. Ранее этот вопрос многократно исследовался как в теоретических, так и экспериментальных работах [4,5], причем было установлено, что для длинных пучков наибольшую опасность представляет возбуждение аксиально-несимметричных колебаний, пороговая плотность тока для которых уменьшается обратно пропорционально длине пучка L :

$$j_{th} = \frac{v_e^2 H}{8 L C} \quad (7)$$

В установках для электронного охлаждения условия компенсации обладают рядом особенностей, побудивших провести экспериментальное исследование устойчивости коллективных колебаний.

Изучение дисперсионных свойств компенсированного пучка проводилось по измерению распространения волн, возбуждаемых внешними электродами. Используя пикап-электроды, расположенные вдоль пучка, можно было с помощью синхронного детектора, выделяющего косинусную или синусную часть колебаний пучка, измерять амплитуду и фазу волн на различных расстояниях от места возбуждения.

На рис.4 показаны сигналы продольных колебаний, измеренные на расстояниях 1,2,3 м от места возбуждения. Неожиданным оказалось сильное (в 20 раз на расстоянии 3 м) затухание волны. Аналогичное затухание было обнаружено в поперечных колебаниях. Особенностью этого затухания была его зависимость от амплитуды — волны с большей амплитудой затухали существенно слабее.

В условиях, типичных для электронного охлаждения, самовозбуждение аксиально несимметричных колебаний не наблюдалось вплоть до максимально достижимых для данной установки плотностей токов как на высокой, так и на низкой энергии пучка: 3 А/см² при $W = 35$ кэВ ($j_{th} = 0,46$ А/см²) и 1,3 А/см² при $W = 550$ эВ ($j_{th} = 8,3$ мА/см²). Сильное превышение плотностей тока над рассчитанными порогами заставило провести исследование влияния условий компенсации на устойчивость колебаний. Неустойчивость удавалось инициировать:

- 1) сильной внешней раскачкой ионного столба (уменьшающей обнаруженное затухание волн). При приближении скорости когерентного движения к тепловой скорости ионов наблюдались самопроизвольные вспышки колебаний ионного столба;
- 2) ухудшением вакуума в установке. На рис.5 показано, что при вакууме хуже, чем $2 \cdot 10^{-8}$ Торр в пучке возбуждаются поперечные колебания;
- 3) увеличением тока потерь из коллектора. Как показано на рис.6, при уменьшении потенциальной ямы в коллекторе и увеличении тока отраженных электронов в пучке возникали колебания. В этих экспериментах использовался коллектор, основанный на совместном действии электростатической и магнитной пробки, захватывающий как медленные электроны вторичной эмиссии, так и отраженные электроны. Замена этого коллектора пластиной с запирающей сеткой привела к тому, что колебания возникали при пороговых токах, близких к расчетным (7).

Природа обнаруженного затухания волн не вполне ясна. Однако обнаруженная устойчивость ионов позволяет создавать достаточно протяженные и плотные компенсированные пучки, необходимые для электронного охлаждения.

4. Заключение

Главным итогом проведенных исследований является вывод о возможности сохранения малого разброса продольных скоростей в электронном пучке при достаточно больших интенсивностях и значительной протяженности участка охлаждения. Магнитное поле, сопровождающее электронный пучок, препятствует передаче энер-

гии из поперечных степеней свободы в продольную, имеющую очень малую температуру в результате электростатического ускорения. Градиент продольных скоростей по сечению электронного пучка, обусловленный его электрическим полем, устраняется компенсацией пространственного заряда электронов ионами. В условиях, характерных для электронного охлаждения, компенсированный пучок остается устойчивым при высоких интенсивностях.

При достаточной однородности магнитного поля и точном согласовании средних скоростей частиц малость продольной температуры электронов может быть использована для быстрого охлаждения пучков тяжелых частиц до весьма низких температур.

Л и т е р а т у р а :

1. Н.С.Диканский, В.И.Кононов и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. I, 99, Дубна, 1978, Дубна, 1979.
2. Ya.S.Derbenev, A.N.Skrinsky. Sov. Sc. Reviews, Sect 8, Phys. Reviews v. 3, Harwood Acad. Publishers 1981; Particles Accelerators. 8, 1, 1977.
3. В.В.Анашин, Г.И.Будкер и др. Тр. IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, 2, 304, Москва, Наука, 1975.
4. В.М.Незлин и др. ЖЭТФ, 55, № 2, 397, 1968.
5. Л.С.Богданкевич, А.А.Рухадзе. УФН, 103, 609, 1971.

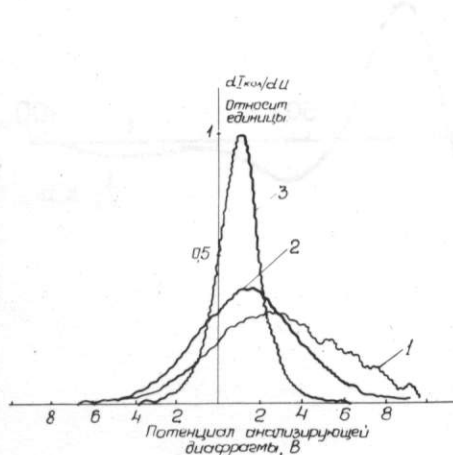


Рис. 1. Зависимость $dI_{\text{кол}}/dU$ от потенциала анализирующей диафрагмы для различных значений магнитных полей системы: 1 - поле на участке дрейфа 1 кГс, поле в области пучки 0,6 кГс, ширина спектра 4,3 эВ; 2 - 1 кГс, 1 кГс, 3,1 эВ; 3 - 1 кГс, 3,4 кГс, 1,3 эВ. Ток пучка $I_e = 2,4$ мА, энергия электронов $W = 400$ эВ.

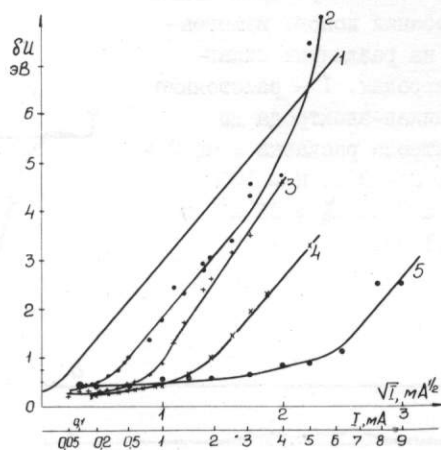


Рис. 2. Зависимость ширины спектра δU от параметров электронного пучка и установки: 1 - расчет без магнитного поля, энергия электронов 400 эВ; 2 - магнитное поле на участке дрейфа 1 кГс, в области пучки - 1 кГс; 3 - 1,4 кГс, 1,4 кГс; 4 - 1,2 кГс, 3,85 кГс; 5 - 1 кГс, 3,2 кГс, энергия электронов 1200 эВ.

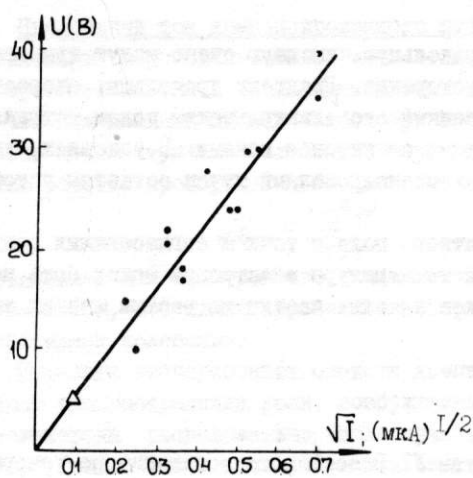


Рис. 3. Зависимость потенциала компенсированного пучка от тока ионов. (•) - энергия электронов 550 эВ, $L = 3$ м; (Δ) - 35 кэВ, $L = 1$ м.

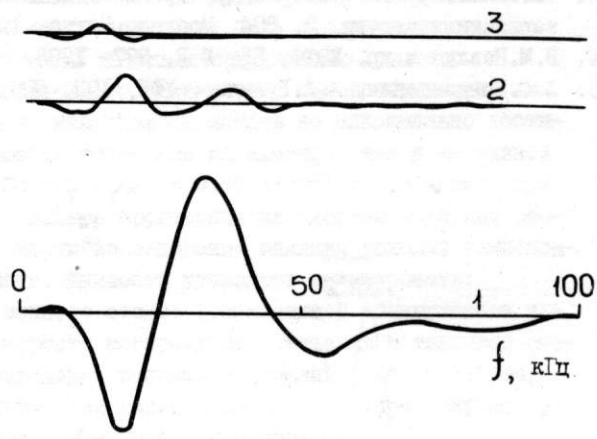


Рис. 4. Спектры продольных колебаний ионов, измеренные на различных пикап-электродах. 1 - расстояние от пикап-электрода до электрода раскачки 1 м; 2 - 2 м; 3 - 3 м. $H = 1000$ Э, $W = 500$ эВ, $I_e = 25$ мА, $a = 0,1$ см.

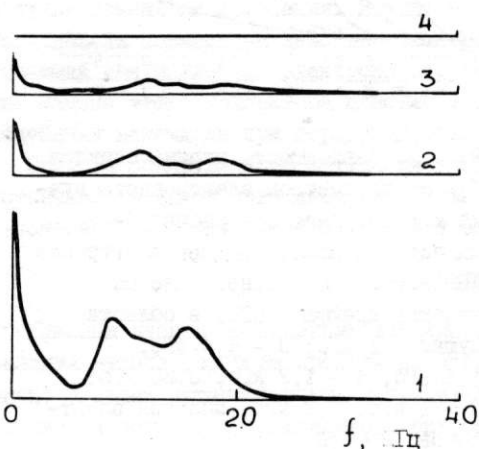


Рис. 5. Влияние вакуума на спектры собственных поперечных колебаний в компенсированном электронном пучке. 1 - $P = 10^{-7}$ Торр; 2 - $4,8 \cdot 10^{-8}$ Торр; 3 - $2,6 \cdot 10^{-8}$ Торр; 4 - $6 \cdot 10^{-9}$ Торр. $H = 1000$ Э, $W = 550$ эВ, $I_e = 22$ мА.

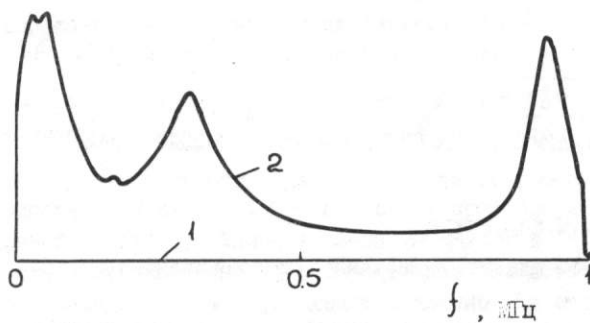


Рис. 6. Влияние тока отраженных электронов на спектры собственных поперечных колебаний компенсированного пучка. 1 - $I_{отр} = 33$ мкА, $U_{колл} = 600$ В; 2 - $I_{отр} = 280$ мкА, $U_{колл} = 300$ В. $H = 1000$ Э, $W = 400$ эВ, $I_e = 20$ мА, $a = 0,1$ см, $L = 3$ см.

КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ РАЗБРОСА ПРОДОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Н.И. Зиневич, М.М. Карлинер

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Теоретический анализ предложенного Ван дер Меером способа стохастического охлаждения тяжелых заряженных частиц в накопителях был дан в работах Я.С. Дербенева и С.А. Хейфеца [1-2]. Используемое авторами кинетическое уравнение было выведено с помощью обычного приема обрыва цепочки Боголюбова при наложении дополнительного условия ослабления начальных корреляций.

Было показано, что полезным эффектом является эффект затухания колебаний частицы вследствие самодействия через цепь обратной связи (ОС), действие же других частиц приводит к диффузионному увеличению ее амплитуды.

Однако процесс взаимодействия носит коллективный характер и более естественно было бы описывать его на языке коллективных степеней свободы [3]. С этой точки зрения удобно в качестве исходной использовать систему уравнений для микроскопической фазовой плотности и микроскопических напряженностей полей. Такой подход был предложен Ю.Л. Климонтовичем для описания неравновесных процессов в плазме [4].

I. Исходные уравнения. Поведение заряженных частиц в накопителях может быть описано уравнениями для микроскопической фазовой плотности частиц в шестимерном фазовом пространстве координат и импульсов. По определению фазовая плотность

$$N(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \delta[\vec{r} - \vec{r}_i(t)] \delta[\vec{p} - \vec{p}_i(t)],$$

N - количество частиц. Величина $N(\vec{r}, \vec{p}, t) d\vec{r} d\vec{p}$ определяет истинную (не среднюю) долю частиц в элементе объема $d\vec{r} d\vec{p}$. Эта величина, естественно, является случайной. Среднее по ансамблю значение фазовой плотности $\bar{N}(\vec{r}, \vec{p}, t)$ совпадает с одночастичной функцией распределения $f_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$.

Эволюция фазовой плотности определяется уравнениями

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial N}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \frac{\partial N}{\partial \vec{p}} = 0, \quad \vec{v} = \frac{\vec{p}}{m}, \quad (1)$$

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = \vec{F}_{\text{вн}}(\vec{r}, t) + \int \vec{G}(\vec{r}, t, \vec{r}', \vec{p}', t') d\vec{r}' d\vec{p}' dt', \quad (2)$$

$\vec{F}_{\text{вн}}$ - внешняя сила. Обозначим через

$$\delta N(\vec{r}, \vec{p}, t) = N(\vec{r}, \vec{p}, t) - \bar{N}(\vec{r}, \vec{p}, t),$$

$$\delta \vec{F}(\vec{r}, \vec{p}, t) = \int \vec{G}(\vec{r}, t, \vec{r}', \vec{p}', t') \delta N(\vec{r}', \vec{p}', t') d\vec{r}' d\vec{p}' dt'$$

отклонения фазовой плотности и силы от их средних значений. Из уравнений (1), (2) после усреднения по ансамблю следуют уравнения для функции распределения f_1 и средней силы $F_{\text{ср}}$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_{\text{ср}} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}} = - \overline{\delta \vec{F} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \delta N}, \quad (3)$$

$$\vec{F}_{\text{ср}}(\vec{r}, t) = \vec{F}_{\text{вн}}(\vec{r}, t) + \int \vec{G}(\vec{r}, t, \vec{r}', \vec{p}', t') f_1(\vec{r}', \vec{p}', t') d\vec{r}' d\vec{p}' dt'.$$

Правая часть (3) выражается через корреляцию флуктуаций δN , $\delta \vec{F}$. Связь отклонений δN и $\delta \vec{F}$ определяется следующим уравнением:

$$\frac{\partial \delta N}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial \delta N}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_{cp} \frac{\partial \delta N}{\partial \vec{p}} + \delta \vec{F} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}} = -\delta \vec{F} \frac{\partial \delta N}{\partial \vec{p}} + \delta \vec{F} \frac{\partial \delta N}{\partial \vec{p}}. \quad (4)$$

Предположим, что флуктуации силы малы. Как следует из (4), отклонение δN того же порядка малости, что и $\delta \vec{F}$. Это позволяет пренебречь нелинейными по δN членами в правой части (4). Малость члена $\delta \vec{F} \frac{\partial \delta N}{\partial \vec{p}}$ в (3) указывает на то, что изменение одночастичной функции распределения вследствие взаимодействия флуктуаций в этом предположении происходит медленно. На этом основании можно было бы при интегрировании уравнения (4) не принимать во внимание зависимость функции $f_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ от времени и координат. Нетрудно, однако, понять, что всегда есть длинномасштабные флуктуации с временами изменения порядка времени изменения функции f_1 . Положим, что определяющую роль во взаимодействии играют мелкомасштабные флуктуации с временами корреляции, малыми по сравнению с временем изменения функции f_1 . В рассматриваемом приближении в уравнении (4) можно не учитывать зависимость одночастичной функции распределения от времени и координат. В этом случае (4) является обычным линейным относительно флуктуаций уравнением. Его полное решение, как известно, представляется суммой свободного решения, определяемого начальным условием, и вынужденного. Более удобно, однако, считать начальные условия нулевыми, а в (4) ввести эквивалентный им источник

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \vec{F}_{cp} \frac{\partial}{\partial \vec{p}} \right) (\delta N - \delta N^{ист}) + \delta \vec{F} \frac{\partial f_1}{\partial \vec{p}} = 0. \quad (5)$$

Флуктуации источника есть свободные флуктуации δN в отсутствие взаимодействия. Функция корреляции источника определяется соотношением [5]

$$\delta N(\vec{r}, \vec{p}, t) \delta N(\vec{r}', \vec{p}', t')^{ист} = \frac{1}{N} \delta[\vec{p} - \vec{p}'] \delta[\vec{r} - \vec{r}' - \vec{v}(t - t')] f_1(\vec{p}, \vec{r}, t). \quad (6)$$

Полученные выражения мы применим далее для расчета флуктуаций и эволюции одночастичной функции распределения в системе стохастического охлаждения разброса продольных импульсов.

2. Модель продольного движения. В качестве источника сигнала для цепи обратной связи используется дифференциальный датчик. Мы не будем подробно останавливаться на описании системы охлаждения, которое можно найти, например, в [6]. Уравнения продольного движения частиц, записанные в системе покоя равновесной частицы в переменных: Θ - азимут, ω - частота обращения в этой системе, имеют следующий вид [5]:

$$\dot{\Theta} = \omega, \quad \dot{\omega} = \frac{e}{MR_s} E(\Theta + \omega_s t, t), \quad (7)$$

$M = m_s \left(\frac{1}{\beta_s^2} - \alpha \right)^{-1}$ - эквивалентная масса продольного движения, γ_s - релятивистский фактор, α - коэффициент уплотнения орбит, m_s , ω_s , R_s - соответственно масса, частота обращения и средний радиус равновесной частицы. Продольное электрическое поле в лабораторной системе, создаваемое кикером (например, ускоряющим зазором), выражается рядом Фурье

$$E(\Theta + \omega_s t, t) = \frac{U(t)}{2\pi R_s} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{im(\omega_s t + \Theta)}, \quad (8)$$

$U(t)$ - напряжение на зазоре. Коэффициенты a_m учитывают распределение поля в зазоре.

Будем полагать, что источником сигнала для цепи обратной связи (ОС) являются флуктуации радиальной координаты центра тяжести, определяемые через отклонения фазовой плотности следующим образом:

$$y_c(\theta, t) = \frac{\alpha R_s M}{\omega_s m_s} \int_{-\infty}^{\infty} \delta N(\omega, \theta, t) d\omega = \frac{\alpha R_s M}{\omega_s m_s} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im\theta} \int \omega \delta N_m(\omega, t) d\omega,$$

δN_m - амплитуда азимутальной гармоники отклонения фазовой плотности.
Пренебрегая шумами усилителя, обратную связь опишем соотношением

$$U(s) = K(s) e^{-s\tau} \sum_m y_{cm}(s + im\omega_s) e^{-im\theta_0}, \quad y_{cm}(t) = \frac{\alpha R_s M}{\omega_s m_s} \int \omega \delta N_m(\omega, t) d\omega, \quad (9)$$

$U(s), y_{cm}(s)$ - Лаплас-изображения $U(t), y_{cm}(t), K(s)$ - коэффициент передачи усилителя ОС и датчика, τ - время задержки цепи обратной связи, θ_0 - азимутальное расстояние между датчиком и кикером.

Положим, что в системе покоя равновесной частицы энергия взаимодействия частиц через цепь ОС много меньше их кинетической энергии и что определяющую роль в эволюции одночастичной функции распределения играют мелкомасштабные флуктуации с временами корреляции, малыми по сравнению с временем изменения функции f_1 . Последнее предположение оправдано тем, что (как будет показано ниже) времена корреляции флуктуаций гармоник координаты центра тяжести при отрицательной обратной связи (ООС) порядка $(m \Delta \omega)^{-1}$, $\Delta \omega$ - разброс частот в пучке. Время же изменения функции f_1 существенно больше. Это позволяет использовать для описания процесса охлаждения в качестве исходных уравнения (3), (5). Полагая $F_{cp}(\theta, t) \equiv 0$, $f_1(\omega, \theta, t) \equiv f_1(\omega, t)$, на основе (3), (5), (7), (8) получаем

$$\frac{\partial f_1(\omega, t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial \omega} \sum_{m \neq 0} \frac{e a m}{2\pi R_s^2 M} U(t) e^{im\omega_s t} \overline{\delta N_{-m}(\omega, t)}, \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + im\omega \right) (\delta N_m(\omega, t) - \delta N_m^{ист}(\omega, t)) = - \frac{e a m}{2\pi R_s^2 M} e^{im\omega_s t} \frac{\partial f_1}{\partial \omega}, \quad m = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (11)$$

В указанных приближениях случайный процесс может рассматриваться как стационарный. Это позволяет довольно просто найти из (6) спектральные плотности амплитуд азимутальных гармоник источника

$$S_m^{ист}(\omega, \omega', \Omega) = \frac{\delta(\omega - \omega')}{2\pi N} \delta(m\omega + \Omega) f_1(\omega). \quad (12)$$

Отметим, что корреляции между гармониками источника с разными номерами отсутствуют, ширина спектра определяется шириной одночастичной функции распределения $\Delta \omega$ и растет с номером гармоники m .

3. Спектральные плотности флуктуаций. Будем считать, что задержка распространения сигнала по цепи обратной связи τ равна времени движения частиц пучка от датчика до кикера, $\tau = \theta_0 / \omega_s$, и что полоса цепи ОС - $n_0 \omega_s$. Предположим, кроме того, отсутствие перемешивания частиц при их движении от датчика к кикеру, т.е. $n_0 \Delta \omega \tau \ll 1$; случай $n_0 \Delta \omega \tau \gg 1$ исследован в [7] с использованием численной модели. В этих условиях можно считать, что гармоники с разными номерами не взаимодействуют. Из (9), (11) после несложных выкладок можно найти выражения для флуктуаций азимутальных гармоник координаты центра тяжести и напряжения обратной связи.

$$Y_{cm}(s) = \frac{Y_{cm}^{ист}(s)}{1 - K(s - im\omega_s)\eta_m(s)}, \quad u(s - im\omega_s) = \frac{K(s - im\omega_s)Y_{cm}^{ист}(s)}{1 - K(s - im\omega_s)\eta_m(s)}, \quad (I3)$$

$$\eta_m(s) = -\frac{e a_m \alpha}{2\pi R_s \omega_s m_s} \int \omega \frac{\partial f_1}{s + im\omega}, \quad Y_{cm}^{ист}(s) = \frac{\alpha R_s M}{\omega_s m_s} \int \omega \delta N_m^{ист}(\omega, s) d\omega.$$

Соответствующие спектральные плотности для стационарных процессов находятся обычным образом:

$$S_{ym}(\Omega) = \frac{S_{ym}^{ист}(\Omega)}{|1 - K(i\Omega - im\omega_s)\eta_m(i\Omega)|^2}, \quad S_{um}(\Omega) = \frac{|K(i\Omega - im\omega_s)|^2 S_{ym}^{ист}(\Omega)}{|1 - K(i\Omega - im\omega_s)\eta_m(i\Omega)|^2}. \quad (I4)$$

Спектральные плотности гармоник координаты центра тяжести источника определяются из (I2)

$$S_{ym}^{ист} = \left(\frac{\alpha R_s M}{\omega_s m_s}\right)^2 \frac{\Omega^2}{|m|^3} f_1\left(\frac{\Omega}{m}\right) \frac{1}{2\pi N}.$$

Для отрицательной обратной связи $1 - K\eta \neq 0$ и ширина спектров (I4) порядка $m \Delta\omega$. При малых значениях возвратного отношения $|\eta K| \ll 1$ обратная связь практически не изменяет форму спектров, определяемую только свободными флуктуациями координаты центра тяжести. Рост возвратного отношения в сторону больших значений $|\eta K| \geq 1$ ведет к существенной зависимости спектров флуктуаций от параметров обратной связи, причем ООС приводит к подавлению флуктуаций координаты центра тяжести.

4. Эволюция функции распределения. Вычисление взаимной корреляции флуктуаций напряжения обратной связи и фазовой плотности может быть проведено на основе уравнений (II), (I3). Однако воспользуемся результатом, полученным в [5], и выпишем окончательное выражение, определяющее поведение одночастичной функции распределения

$$\frac{\partial f_1(\omega, t)}{\partial t} = -\sum_{m=1}^{n_0} \frac{e\alpha}{\pi R_s \omega_s m_s} \cdot \frac{\partial}{\partial \omega} \omega f_1(\omega, t) \cdot \frac{Re [a_m K(im\omega - im\omega_s)]}{|1 - \eta_m(im\omega)K(im\omega - im\omega_s)|^2}. \quad (I5)$$

При $Re [a_m K] < 0$ уравнение описывает отрицательную диффузию, сжатие функции распределения. При малых значениях возвратного отношения $|\eta_m K| \ll 1$ и условии $K(im\omega - im\omega_s) \approx K(-im\omega_s)$ уравнение упрощается

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{\partial}{\partial \omega} (\omega f_1), \quad \tau_0^{-1} \equiv \sum_{m=1}^{n_0} \frac{e\alpha \cdot Re [a_m K(-im\omega_s)]}{\pi R_s \omega_s m_s \cdot 2\pi N}.$$

Решение последнего уравнения имеет вид

$$f_1(\omega, t) = e^{t/\tau_0} f_1^0(\omega e^{t/\tau_0}),$$

$f_1^0(\omega)$ - функция распределения в момент времени $t = 0$. Интересно отметить, что полученное решение описывает в зависимости от знака обратной связи подобное сжатие или расширение функции распределения. При значениях возвратного отношения $|\eta_m K| \geq 1$ характер изменения функции распределения определяется ее видом.

Как следует из вида правой части уравнения (15), в зависимости от величины коэффициента передачи цепи обратной связи существует максимум декремента затухания заданной гармоники. Можно показать, что максимум достигается, если декремент затухания когерентных колебаний, вносимых ОС на этой гармонике, становится порядка разброса частот на ней.

5. Шумы цепи обратной связи. Шумы обратной связи и флуктуации не коррелируют между собой, поэтому их влияние на поведение частиц можно рассматривать независимо. Вклад шумов ОС в изменение функции распределения описывается уравнением [5]

$$\left(\frac{\partial f_1}{\partial t}\right)^m = \left(\frac{e}{2\pi R_S^2 M}\right)^2 \sum_{m=1}^{n_0} |a_m|^2 \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\partial f_1}{\partial \omega} \frac{|K_{yc}(-im\omega - im\omega_s)|^2 S_m^n(m\omega)}{|1 - \eta_m(-im\omega)K(-im\omega - im\omega_s)|^2},$$

здесь $K_{yc}(s)$ - коэффициент передачи усилителя, $S_m^n(\omega)$ - спектральная плотность m -ой гармоники шумового напряжения, приведенного ко входу усилителя. Как и следовало ожидать, шумовая добавка приводит к диффузионному расширению функции распределения. Эта добавка зависит от коэффициента усиления K_{yc} квадратично в отличие от эффекта стохастического сжатия, зависящего от усиления линейно. Поэтому, уменьшая усиление в цепи обратной связи, всегда можно прийти к ситуации, когда скорость сжатия будет больше скорости расширения функции распределения, вызванного шумами цепи ОС.

Л и т е р а т у р а

1. Я.С.Дербенев, С.А.Хейфец. ЖТФ 49, 352 (1979).
2. Я.С.Дербенев, С.А.Хейфец. ЖТФ 49, 363 (1979).
3. Н.И.Эзневич, М.М.Карлинер. Стохастическое охлаждение системы осцилляторов. Препринт ИЯФ 80-21, Новосибирск, 1980.
4. Ю.Л.Климонтович. Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. Москва, 1975.
5. Н.И.Эзневич, М.М.Карлинер. Кинетическое уравнение для системы стохастического охлаждения разброса продольных импульсов. Препринт ИЯФ, 80-43, Новосибирск, 1982.
6. Е.Н.Дементьев и др. Экспериментальное исследование стохастического охлаждения протонов на НАП-М, Препринт ИЯФ, 81-57, Новосибирск, 1981.
7. В.В.Паркомчук, Д.В.Пестриков. Численное моделирование стохастического охлаждения и накопления. Препринт ИЯФ, 80-170, Новосибирск, 1980.

УСТОЙЧИВОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ

Н.С.Диканский, Д.В.Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Светимость установок со встречными пучками ограничивается возмущением движения частиц электромагнитным полем встречного сгустка. При этом нахождение стационарного состояния пучков с учетом встреч связано с необходимостью решения системы самосогласованных нелинейных кинетических уравнений. Как известно, первым шагом при решении такой задачи является вычисление спектра коллективных колебаний и определение условий их устойчивости. Устойчивость коллективных колебаний может определяться как самим взаимодействием, так и стабилизацией за счет затухания Ландау. В последнем случае взаимодействие может ухудшать параметры пучков за счет увеличения мощности шумов (и коэффициентов диффузии) при приближении к границе области устойчивости коллективных колебаний L/λ . В этом смысле может оказаться важным обеспечение коллективной устойчивости монохроматических пучков.

В настоящем докладе излагаются результаты исследования устойчивости коллективных колебаний встречных пучков, выполненного в работе /2/. Для простоты ограничимся обсуждением условий устойчивости поперечных колебаний.

В отсутствие возмущений частицы в накопителе движутся вдоль замкнутой траектории (с периодом обращения $2\pi/\omega_0$) и совершают колебания относительно этой траектории с частотами $\omega_0 \nu_x$ и $\omega_0 \nu_z$. Пусть $F(I, \varphi, t)$ - распределение частиц в фазовом пространстве. Тогда состоянию пучка без коллективного движения отвечает распределение $F_{st}(I)$, не зависящее от фаз колебаний φ . В отсутствие возмущений нормальными коллективными переменными являются гармоники распределения F по фазам колебаний φ :

$$F_m(I) \exp(i \vec{m} \vec{\varphi} - i \omega t), \quad \omega = \omega_0 \vec{m} \vec{\nu}, \quad \vec{m} \vec{\nu} = m_x \nu_x + m_z \nu_z. \quad (1)$$

Коллективное взаимодействие приводит к некоторому сдвигу частот в невозмущенном спектре $\omega = \omega_0 (\vec{m} \vec{\nu} + \Delta_m)$, однако, если величина когерентного сдвига частоты $\omega_0 \Delta_m$ мала по сравнению с расстоянием в невозмущенном спектре, колебания (1) остаются нормальными и могут быть классифицированы по номерам мультипольности $\{m\}$ /3/.

Поскольку взаимодействие встречных пучков не является диссипативным, оно может привести к неустойчивостям лишь динамического типа /3/, когда для частот колебаний выполняются резонансные соотношения. Как показывает более подробное рассмотрение, для встречных пучков имеется два типа резонансов.

В первом случае одна из мод колебаний первого пучка оказывается в резонансе с какой-либо модой второго:

$$(\vec{m}_1 \vec{\nu}_1) - (\vec{m}_2 \vec{\nu}_2) = \kappa. \quad (2)$$

При этом вообще взаимодействуют лишь те моды, у которых числа $\{m_1\}$ и $\{m_2\}$ обладают одинаковой четностью (как по x , так и по z координате). Величина когерентного сдвига и области устойчивости определяются дисперсионным уравнением /2/:

$$\Delta_m (\Delta_m - \varepsilon) - (\vec{m}_1 \vec{\delta}_1) (\vec{m}_2 \vec{\delta}_2) \Lambda_m^2 \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^4 = 0. \quad (3)$$

Здесь $\Delta_m = \omega/\omega_0 - \vec{m}\vec{v}$; $\varepsilon = \vec{m}_1\vec{v}_1 - \vec{m}_2\vec{v}_2 - \kappa$ - расстройка от резонанса; $\sigma_1 \leq \sigma_2$ - среднеквадратичные радиусы пучков 1 и 2; коэффициенты $(\delta_x)_{1,2}$, $(\delta_z)_{1,2}$ численно равны величинам линейных сдвигов частот бетатронных колебаний под действием поля встречного сгустка:

$$(\delta_{x,z})_{1,2} = \left(\frac{N_1 e_1 e_2}{2\pi \rho v \sigma^2} \frac{R_0}{v_{x,z}} \right)_{1,2}; \quad (4)$$

$N_1 e_1$ и $N_2 e_2$ - заряды 1 и 2 пучков, $\rho = \gamma M v$ - импульс частиц. Положительный фактор Λ_m , определяющий зависимость когерентного сдвига от номером мультипольности, может быть оценен по формуле:

$$\Lambda_m \approx \frac{1}{|m_x m_z| (m_x^2 + m_z^2)}; \quad |m_x|, |m_z| > 1. \quad (5)$$

Как видно из уравнения (3), неустойчивы колебания, находящиеся в суммовом резонансе

$$(\vec{m}, \vec{\delta}_1)(m_2 \delta_2^p) < 0 \quad (6)$$

для которых частоты ν_x , ν_z лежат в полосе

$$|\varepsilon| < 2 \Lambda_m \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^2 \sqrt{|(\vec{m}_1, \vec{\delta}_1)(\vec{m}_2, \vec{\delta}_2)|}, \quad (7)$$

определяющей границы области устойчивости на рабочей клетке. Качественно характер неустойчивости аналогичен резонансной неустойчивости пучка, взаимодействующего с высокочастотным элементом камеры /4/. Однако в отличие от задачи, рассмотренной в /4/, величина когерентного сдвига лишь степенным образом убывает при увеличении номеров мультипольности m , что связано с формированием полей, ответственных за неустойчивость, на размере пучка σ .

Формула (7) показывает, что для пучков с одинаковыми размерами $\sigma_1 = \sigma_2$ ширина полосы неустойчивости (для основных мод) порядка величины линейного сдвига частоты. Если, однако, уменьшить размеры одного из пучков при постоянной плотности ($N_1/\sigma_1^2 = N_2/\sigma_2^2$, $\sigma_1 \ll \sigma_2$) ширина полосы неустойчивости уменьшается как $(\sigma_1/\sigma_2)^2$. Последнее обстоятельство связано с тем, что поля, действующие на частицы сгустка 1, формируются эффективным числом частиц $N_{эфф} \sim N_2 (\sigma_1/\sigma_2)^2$ сгустка 2. Видно, что требование когерентной устойчивости не противоречит использованию сгустков с различными поперечными размерами.

Другому типу резонансов отвечает ситуация, когда рабочие точки сталкивающихся пучков приближаются к какому-либо машинному резонансу:

$$\vec{m}\vec{v} = \kappa. \quad (8)$$

Характерной особенностью таких резонансов является зависимость условий устойчивости от знака расстройки ($\varepsilon = \vec{m}\vec{v} - \kappa$). При выполнении условия (8) взаимодействие связывает моды с номерами $\{m\}$ и $\{-m\}$, для которых в силу условия (8) оказывается выполненным условие суммового резонанса.

Частоты колебаний и условия устойчивости определяются дисперсионным уравнением, которое для пучков с одинаковыми параметрами может быть записано в виде:

$$1 = \Lambda_m (\vec{m}\vec{\delta}) \left[\frac{1}{\Delta_m - \varepsilon} - \frac{1}{\Delta_m + \varepsilon} \right]. \quad (9)$$

Неустойчивым решениям отвечает

$$\varepsilon (\vec{m}\vec{\delta}) < 0 \quad (10)$$

и

$$|\varepsilon| < 2 \Lambda_m |\vec{m}\vec{\delta}|. \quad (11)$$

Отметим, что в точном резонансе $\varepsilon = 0$ колебания устойчивы, так как отсутствует модуляция относительной фазы мод с $\pm m$.

Проанализируем условия устойчивости для низших по n мод колебаний. Для определенности положим, что величины δ_x и δ_z положительны, как это имеет место для установок со встречными e^+e^- , $p\bar{p}$, e^-p - пучками, кроме того, будем считать частоты расположенными в области

$$0 \leq \nu_x, \nu_z \leq 1.$$

Если размеры σ_x и σ_z пучков в месте встречи не равны, оценку (5) для Λ_m следует заменить на

$$\Lambda_m \approx \frac{1}{|m_x m_z|} \cdot \frac{1}{m_x^2 \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x}\right) + m_z^2 \left(\frac{\sigma_x}{\sigma_z}\right)}; |m_x|, |m_z| > 1. \quad (12)$$

Как видно из (10), в принятых предположениях, полосы неустойчивости расположены ниже линий машинных резонансов. Ширины одномерных резонансов убывают как m^{-2} (при этом ширина дипольного резонанса $|m| = 1$ равна 2δ). Относительная важность двумерных резонансов зависит от параметров пучка.

Так, для плоских пучков $\sigma_x \gg \sigma_z$ и $\delta_z \gg \delta_x$ ширины резонансов равны

$$\varepsilon_0 \approx 2\delta_z \left(\frac{\sigma_z}{\sigma_x}\right) \frac{1}{|m_x| m_z^2}.$$

Наиболее широкими являются суммовый $\nu_x + \nu_z = 1$ и разностный $\nu_x = \nu_z$ резонансы. Области неустойчивости для резонансов плоского пучка с мультипольностью не выше 2 схематически изображены на рис.1.

Для круглых пучков $\sigma_x = \sigma_z$ и $\delta_x = \delta_z$ вообще отсутствует неустойчивость вблизи разностного резонанса $\nu_x = \nu_z$, а наиболее сильным двумерным резонансом является суммовый $\nu_x + \nu_z = 1$ (см.рис.2).

Таким образом, взаимодействие встречных пучков покрывает рабочую клетку ν_x, ν_z сетью полос, внутри которых когерентные колебания могут стать неустойчивыми. Помимо этого нелинейность поля встречного сгустка вносит разброс частот бетатронных колебаний, примерно равный $3\delta/\rho$. Точный учет этого разброса при вычислении спектров связан со значительными вычислительными трудностями. Однако качественно можно ожидать, что колебания высокой мультипольности будут подавляться этим разбросом. Величина когерентного сдвига дипольных и квадрупольных колебаний может быть больше или одного порядка с разбросом. Поэтому устойчивость этих мод должна обеспечиваться подходящим выбором рабочей точки. На это же, по-видимому, указывает качественное совпадение результатов настоящей работы и работы [5], где проводилось численное моделирование сильно-сильного взаимодействия пучков.

Наличие линейного сдвига частот бетатронных колебаний приводит к тому, что рабочая точка зависит от тока пучка. В этом смысле магнитная система накопителя должна настраиваться так, чтобы при сведении пучков рабочая точка не приближалась к полосам опасных резонансов.

Ограничение величины светимости установки для пучков с одинаковыми параметрами, отвечающее заданной максимальной ширине резонансов ε_{max} , совпадает с широкоизвестным:

$$\mathcal{L} = f_0 \frac{N_1 N_2}{\beta \varepsilon_0} \varepsilon_{max},$$

где $\varepsilon_0 = e^2/mc^2$, β - значение бета-функции в месте встречи $f_0 = \omega_0/\omega_{\beta}^2$.

Увеличения светимости можно достичь, используя пучки с одинаковыми плотностями и сильно отличающимися размерами ($\sigma_1 \ll \sigma_2$; $N_1/\sigma_1^2 = N_2/\sigma_2^2$; $N_1 \ll N_2$). При этом светимость $\mathcal{L} = f_0 N_1 N_2 / (\beta \varepsilon_0 \sigma_1^2)$ определяется током более широкого пучка:

$$\mathcal{L} = f_0 \frac{N_2}{\beta \varepsilon_0} \varepsilon_{max}.$$

Л и т е р а т у р а

1. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. ЖТФ, 50, 1411, 1980.
2. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ 81-92, ИЯФ СО АН СССР.
3. Дербенёв Я.С., Диканский Н.С. Препринт № 315, ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1969.
4. Дербенёв Я.С., Диканский Н.С. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, II, стр.391, Москва, 1970.
5. Peggs S., Tolman R. Proc. of the Beam-Beam Interaction Seminar. SLAC, 1980. CLNS-80/463.

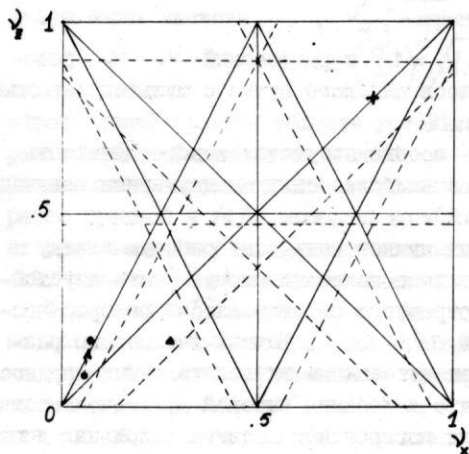


Рис.1. Положение полос неустойчивости для резонансов с номерами мультипольности не выше 2 для плоского пучка ($\sigma'_x \gg \sigma'_y$). Величина $\Delta \nu \sim N/b_x \sigma'_z$ равна 0,05. • рабочая точка ВЭПП-2М, ▲ рабочая точка SPEAR, + рабочая точка DCI, стрелкой показано перемещение рабочей точки при увеличении тока пучков.

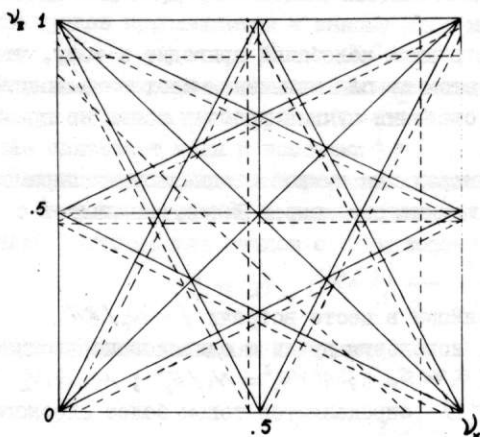


Рис.2. То же для круглого пучка $\Delta \nu_x = 4 \nu_y = 0,05$.

МЕХАНИЗМ УВЕЛИЧЕНИЯ ФАЗОВОГО ОБЪЕМА ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ВЛЭПП

В.Е. Балакин, А.В.Новохатский, В.П.Смирнов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для достижения высокой светимости в ускорителе ВЛЭПП (встречные линейные электрон-позитронные пучки) /1/ необходимо, чтобы сгустки в месте встречи имели весьма малый размер в одном из поперечных направлений (для ослабления эффектов встречи используются плоские сгустки), соответственно фазовый объем в конце ускорения должен быть малым.

Основным эффектом, приводящим к значительному увеличению фазового объема, является поперечная неустойчивость одиночного сгустка в линейном ускорителе /2/. Ранее авторами было показано, что эту неустойчивость можно подавить, если сдвинуть частоты поперечных колебаний в сгустки, что можно сделать путем введения разброса энергий вдоль сгустка. Величина требуемого относительного разброса находится в определенном соотношении с частотой поперечных колебаний ν и энергией \mathcal{E} . В ускорителе ВЛЭПП выбрана следующая зависимость ν от \mathcal{E} :

$$\nu = \nu_0 \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{-2} \quad (1)$$

При этом разброс изменяется соответственно

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} = \left(\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \right)_0 \times \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{2x-1}, \quad (2)$$

где ν_0 , \mathcal{E}_0 - начальная частота и энергия.

Следует отметить, что для ускорения достаточно большого числа частиц в сгустке необходим достаточно большой разброс энергии (+15% в начале ускорения).

Но именно вследствие разброса энергий (частот) любые случайные возмущения траектории поперечного движения сгустка, приводящие к увеличению амплитуды поперечных колебаний, приводят к увеличению фазового объема /3/. Рассмотрим этот процесс на фазовой плоскости во временном представлении, который показан на рис.1. В начальный момент сгусток, имеющий нулевой фазовый объем, получает случайный поперечный угол (удар). Частицы сгустка начинают совершать колебания с собственными частотами и постепенно "разбегаются" по фазам. На фазовой плоскости сгусток растягивается по периметру эллипса и через промежуток времени $\Delta t = 1/\Delta \nu$, (где $\Delta \nu$ - полный сдвиг частоты) полностью его заполняет. Площадь эллипса и определяет приобретенный фазовый объем сгустка. По мере движения в ускорителе сгусток испытывает большое количество случайных ударов, причем приращения амплитуд для различных частиц сгустка различны опять же вследствие разброса частот. В результате первоначально точечный сгусток "расплывается" на фазовой плоскости, что показано на рис.2. Там же приведено распределение по амплитудам. Если случайные удары независимы, то распределение, нормированное на среднеквадратичный размер сгустка σ ($\sigma \sim N$, N - число ударов), не изменяется.

Случайные удары обусловлены погрешностями фокусирующей системы (смещение центров квадрупольных линз относительно оси ускорителя, поворот и наклон линз относительно оси, отклонения градиентов полей линз) и ускоряющей системы (смещение и

перекосящихся секций, отклонения набираемой энергии в секциях от номинальной) /4/. Следует отметить, что кроме случайных возмущений возможны и систематические, например, искривление оси ускорителя вследствие колебания грунта /4,5/.

Рассмотрим подробное влияние отдельных возмущений на увеличение фазового объема ступка. Для оценок используется модель тонких линз, при этом соотношение между амплитудами отклонения A и угла $X_{гн}$ определим через функцию $\beta = \beta(\nu)$; $A = \beta(\nu) \times X_{гн}$.

I. Случайное смещение центров квадрупольных линз (вибрации).

Эта погрешность фокусирующей системы является наиболее существенной. Действительно, если центр какой-либо линзы с фокусным расстоянием f смещен относительно оси ускорителя на расстояние ΔX , то ступок после пролета этой линзы получает дополнительный угол

$$\Delta X'_{гн} = \Delta X / f.$$

Максимальное приращение амплитуды колебания составит

$$\Delta A = \beta \frac{\Delta X}{f} = 2 \Delta X \sqrt{\frac{1 + e/2f}{1 - e/2f}}.$$

где e - расстояние между линзами.

Таким образом, приращение амплитуды колебания более чем в два раза превышает смещение квадрупольной линзы. Амплитуда в конце ускорения будет определяться суммой приращений амплитуд колебаний от смещений всех линз с учетом адиабатического затухания. На основании вышеизложенного получаем оценку для фазового объема, определяющего среднеквадратичный размер ступка

$$\Phi_1 = \frac{\langle \Delta X^2 \rangle L}{e_0} \frac{2 + \sqrt{2}}{2(1 - \alpha)} \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_f} \right)^{2\alpha}, \quad (3)$$

где L - длина ускорителя, e_0 - начальное расстояние между линзами, ϵ_f - конечная энергия ускорения. Здесь предполагается, что число линз на длине волны поперечных колебаний не изменяется и равно 8 при изменении последней согласно (I). Если по мере ускорения действие одной сильной линзы заменяется набором более слабых линз того же знака, то будет возбуждаться меньший фазовый объем

$$\Phi_2 = \frac{\langle \Delta X^2 \rangle L}{e_0^2} (2 + \sqrt{2}) \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_f} \right)^{3\alpha}. \quad (4)$$

Если исходить из предположения, что ступок за характерное время потери когерентности ($\sim \Delta \nu$) полностью "размазывается" по эллипсу, то можно получить оценку и для фазового объема, определяющего максимальный размер ступка

$$\Phi_{\max} = \frac{\langle \Delta X^2 \rangle L}{e_0} \frac{2 + \sqrt{2}}{4} \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_f} \right)^2 \left(\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right)_0. \quad (5)$$

II. Когерентное смещение линз обусловлено колебаниями грунта при распространении сейсмических волн, амплитуды и длины волн которых могут быть весьма различными. При этом возможно совпадение длин волн поперечных колебаний ступка и колебаний грунта. Вдали от резонанса возбуждаемый фазовый объем

$$\Phi_\lambda \sim \frac{8}{2 + \sqrt{2}} \frac{a_\lambda^2}{\lambda}, \quad (6)$$

где a_λ - амплитуда сейсмической волны с длиной волны λ .

III. Случайные повороты квадрупольных линз вокруг продольной оси, как известно, приводят как к амплитудным погрешностям, так и к вращению ступка вокруг продольной оси /5/. Так как в ускорителе ВЛЭШ используется плоский ступок с соотношением поперечных размеров $a/b \approx 100$, то вращение ступка эффективно приводит к увеличению малого размера именно вследствие разброса частот.

Приращение амплитуды при повороте линзы на угол

$$\Delta A = \Delta \varphi \frac{a}{2} \frac{\beta}{f},$$

и соответственно фазовый объем, определяющий среднеквадратичный размер в конце ускорения,

$$\Phi_{\text{поворот}} = \frac{\langle (a \Delta \varphi)^2 \rangle L}{\ell^2} \frac{2 + \sqrt{2}}{8(1 - \alpha)} \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_f} \right)^{2\alpha} \quad (7)$$

IV. Случайные ошибки установки ускоряющих секций можно представить в виде смещения секции как целой и ее перекоса относительно оси ускорителя. При смещении секции на расстояние d ступок испытывает действие поперечной силы полей излучения и получает поперечный угол

$$\chi'_m = gQ d \ell / \epsilon,$$

где gQ - градиент поперечной силы.

Возбуждаемый фазовый объем в конце ускорения равен

$$\Phi = \left(\frac{gQ \ell_0}{\epsilon_0} \right)^2 \langle d^2 \rangle \frac{2 + \sqrt{2}}{\alpha} L \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_f} \right)^{2 - \alpha} \quad (8)$$

При перекосе секции начало и конец смещаются относительно друг друга в поперечном направлении на расстояние $d = \alpha \ell$, где α - угол перекоса, ℓ - длина секции.

Вклад в поперечную силу в данном случае, в основном, дает осесимметричное ускоряющее поле, при этом приобретаемый поперечный угол равен

$$\chi'_m = \frac{1}{2} \frac{\Delta P_{\parallel}}{P} \alpha = \frac{d \alpha}{2 \epsilon},$$

и, соответственно, конечный фазовый объем

$$\Phi = \frac{2 + \sqrt{2}}{4 \alpha L} \langle d^2 \rangle \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_f} \right)^{-\alpha} \quad (9)$$

Таким образом, рассмотрены основные механизмы увеличения фазового объема ступка в линейном ускорителе. Как показывают количественные соотношения для ВЛЭШ, наиболее существенной является стабильность положения линз, причем для достижения необходимой светимости требуется точность на уровне долей микрона.

Л и т е р а т у р а

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979, с.27.
2. Балакин В.Е., Кооп И.А., Новохатский А.В., Скринский А.Н., Смирнов В.П. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1979, с.143.
3. Капчинский И.М., УФН, т.132, вып.4, стр.639, 1980.
4. Власов А.Д. Теория линейных ускорителей, М., Атомиздат, 1965.
5. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, М., Атомиздат, 1966.
6. Линейные ускорители ионов (под ред. Б.П.Мурина), т.1, М., Атомиздат, 1978.

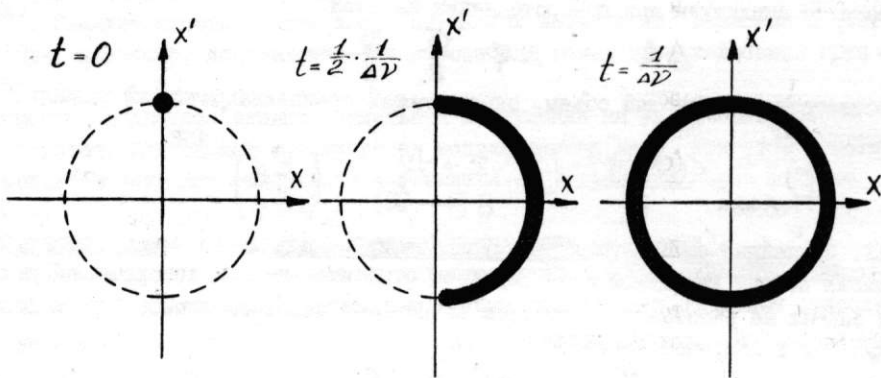


Рис.1. Временное представление "расплывания" некогерентного сгустка на фазовой плоскости.

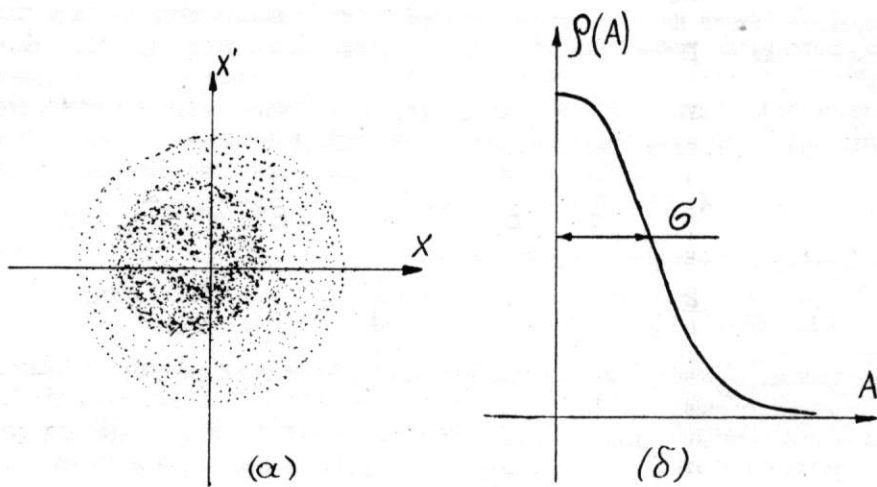


Рис.2. (а) - "стохастически" разогретый сгусток на фазовой плоскости,
 (б) - распределение плотности частиц по амплитудам колебаний.

ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ ПУЧКОВ ВЛЭШП

В.Е. Балакин, Н.А. Соляк

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Проблема получения высокой светимости во ВЛЭШП связана с необходимостью создания очень плотных сгустков в месте встречи. При этом возникают сильные электромагнитные поля, движение частиц в которых является не поправкой, а основным эффектом, определяющим такие важнейшие характеристики ускорителя, как монохроматичность, светимость, фазовый объем после встречи.

В нашем Институте изучались эффекты встречи для цилиндрических и плоских пучков с целью выбора параметров для получения высокой светимости [1,2]. Расчеты показали, что для цилиндрических сгустков хотя и существует область параметров, где имеет место пинч-эффект (аналогичный результат был повторен в работе [3]), однако получить нужную светимость во ВЛЭШП с помощью цилиндрических пучков не удастся в основном из-за резкого возрастания энергетического разброса. Требование уменьшения потерь на излучение привело к необходимости использования плоских сгустков.

Прежде чем переходить к результатам численного моделирования эффектов встречи для плоских пучков приведем аналитическое рассмотрение этой задачи, когда один из пучков слабый и практически не оказывает никакого влияния на встречный сильный пучок.

Аналитическое рассмотрение. Электрическое поле ультрарелятивистского сгустка эллиптического сечения со среднеквадратичными размерами $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$, движущегося вдоль оси z , равно: $E_x = E_0 x/\sigma_x, E_y = E_0 y/\sigma_y$; $E_z \ll (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$; где E_0 зависит от конкретного распределения плотности внутри сгустка, например, для трехмерного распределения Гаусса

$$E_0 = \frac{\sqrt{2} e N}{\pi \sigma_x (\sigma_x + \sigma_y)} \cdot \frac{1 - \exp(-a^2/2)}{a^2/2} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right); \quad a = \sqrt{\left(\frac{x}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2}.$$

Магнитное поле $\vec{H} = [\vec{\beta} \vec{E}]$, а эффективное поле, в котором движется тестовая частица, равно: $|H_{эфф}| = |\vec{H}| + |\vec{E}| \approx 2|E|$.

1. При движении в поле $H_{эфф}$ частицы теряют энергию на синхротронное излучение, что приводит к появлению монохроматичности. Вычисленные среднеквадратичные потери, которые мы будем называть монохроматичностью и обозначать Δ , слабо зависят от конкретного распределения плотности в сгустках и составляют

$$\Delta \approx 0,4 \frac{r_e^3 N^2 \gamma}{\sigma_x^2 \sigma_z}$$

Параметр монохроматичности определяет разрешающую способность ускорителя, его возможности для изучения узких резонансов, поэтому он может быть выбран в качестве независимого параметра, исходя из которого определяются необходимые характеристики сгустков в месте встречи. Эффекты встречи не являются единственной причиной монохроматичности. По совокупности всех параметров можно считать характерной требуемой величиной $\Delta \approx 1\%$.

2. Представляет интерес спектр и количество излучаемых γ -квантов за время встречи. Расчеты для сгустков с равномерной плотностью распределения приво-

дят к следующему результату:

$$\frac{dW_Y}{d\xi} = \frac{15}{\pi} W_0 \Delta G(\xi); \quad W_0 = N m c^2 \gamma \text{ — полная энергия сгустка,}$$

$$\frac{dN_Y}{d\xi} = 4\sqrt{3} \frac{r_e^2 N^2}{\lambda_e \sigma_x} P(\xi); \quad \lambda_e = \frac{h}{m c},$$

где $\xi = \xi_Y / \xi_c$ — относительная энергия γ -кванта; W_Y — энергия, теряемая сгустком на излучение. Характерная энергия γ -квантов (табл. I) равна

$$\xi_c = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \left(\frac{r_e \lambda_e}{\sigma_x \sigma_z} \right) N m c^2 \gamma^2.$$

Графики функций $G(\xi)$ и $P(\xi)$, приведенные на рис. I, дают представление о спектре излучаемых фотонов и их количестве.

3. При встрече сгустков противоположного заряда частицы каждого сгустка будут совершать колебательные движения в поперечном направлении. Силу взаимодействия сгустков можно характеризовать таким параметром как количество колебаний ν_x, ν_y , совершаемых частицей за время встречи. Его значение различно для колебаний вдоль большого (σ_x) и малого (σ_y) размеров пучка и довольно слабо зависит от деталей распределения плотности в нем. Расчеты для плоского сгустка ($R = \sigma_x / \sigma_y \gg 1$) дают:

$$\nu_x \approx \frac{1,4}{2\pi} \left(\frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x^2} \right)^{1/2} = \frac{1,4}{2\pi} \left(\frac{2,5 \sigma_z^2 \Delta}{\gamma^2 r_e^2 N} \right)^{1/2};$$

$$\nu_y \approx \frac{1,4}{2\pi} \left(\frac{r_e N \sigma_z}{\gamma \sigma_x \sigma_y} \right)^{1/2} = \frac{1,4}{2\pi} \left(\frac{1 r_e \sigma_z}{f \gamma N} \right)^{1/2}.$$

Эти параметры не могут иметь произвольных значений. Ограничение по числу колебаний вдоль ширины пучка x связано с тем, что заметное уменьшение этого размера приводит к росту некогерентности. Считая допустимым увеличение некогерентности Δ не более, чем в 1,5 раза, получаем для ν_x следующее требование: $\nu_x \lesssim 1/2\pi$. Ограничения по числу колебаний вдоль другого направления не так очевидны и появляются из анализа численного моделирования: квадратичный рост светимости, имеющий место при малых ν_y , прекращается в результате развития двухпучковой неустойчивости при больших значениях этого параметра. Дальнейшее стремление уменьшать поперечные размеры сгустков в месте встречи (и, следовательно, увеличивать ν_y) дает обратный эффект — светимость падает, поэтому допустимой будем считать область значений $\nu_y < 2,5$, за пределами которой сгустки при встрече разрушаются (рис. 2). Численные значения параметров ν_x, ν_y для пучков ВЛЭПШа (табл. I) удовлетворяют сформулированным требованиям.

4. Для создания высокой плотности пучков в месте встречи необходим малый начальный фазовый объем. Для плоских пучков особый интерес представляет эмиттанс в направлении y , который мал и требуются известные усилия для его получения. Выразим через него светимость L

$$L = \frac{N f}{4\pi} \left(\frac{1,9 \Delta}{\varepsilon_{ny} r_e^3} \right)^{1/2}; \quad \varepsilon_{ny} = \gamma \frac{\sigma_y^2}{\sigma_x^2} \text{ — нормализованный эмиттанс,}$$

Примечательной особенностью этого соотношения является тот факт, что светимость не зависит от энергии. Это означает, что увеличивая длину ВЛЭПШа (вторая очередь), мы сохраним светимость без предъявления новых требований к инжектору при условии, что во время ускорения фазовый объем не ухудшается. Необходимое значение эмиттанса, вычисленное для пучков ВЛЭПШа, составляет $\varepsilon_{ny} \approx 5,45 \cdot 10^{-6}$ см. рад. По широкому размеру x допустимы любые значения эмиттанса, но не больше, чем $\varepsilon_{ny} R^2$.

Конечный фазовый объем, существенный для последующей регенерации пучков, будет определяться теми углами, которые частицы приобретут в результате встречи. При движении в направлении x приобретаемый частицей угол θ_x коррелирован с координатой, если $v_x \ll 1$, поэтому фазовый объем в этом направлении оказывается меньшим, чем произведение $\sigma_x \cdot \theta_x$. С учетом этого замечания увеличение фазового объема получаем равным:

$$\delta\Omega_x \approx 0,1 \frac{rcN}{\gamma}; \quad \delta\Omega_y = \sigma_y \theta_y = \left(\frac{f^3 N^3 \sigma_z \Delta^2}{1,6\pi^3 r_c^2 L^3 \gamma^3} \right)^{1/2}.$$

Численные значения начальных эмиттансов ϵ_{nx} , ϵ_{ny} и приобретенных в результате встречи углов θ_x , θ_y и фазовых объемов $\delta\Omega_x$, $\delta\Omega_y$ приведены в табл. I.

5. Расталкивание частиц при встрече одинаково заряженных сгустков приводит к уменьшению светимости. Силу взаимодействия можно по-прежнему характеризовать параметром $|\mathcal{V}|$, с увеличением которого светимость падает: $L \approx L_0(1 - \exp(-2\pi\mathcal{V}))/2\pi\mathcal{V}$.

Численное моделирование. Самосогласованная задача движения частиц в месте встречи решалась численно методом крупных частиц. Качественно картина движения при центральном столкновении, а также многие вычисленные характеристики, например, число колебаний, потери энергии на излучение, углы и фазовые объемы, приобретенные при встрече, согласуются с аналитическим рассмотрением.

1. Результаты расчета светимости при центральном столкновении приведены на рисунке 2. Из этих данных видно, что при встрече противоположно заряженных сгустков существует область параметров, где имеет место "пинч-эффект", который приводит к увеличению светимости. Область $\mathcal{V}_y > 2$ - это область неустойчивости, где сгустки заметно увеличиваются в размерах и светимость падает. В этой области возникает дипольная мода колебаний сгустков друг относительно друга.

2. При нецентральном столкновении сгустков противоположного заряда светимость уменьшается, однако, за счет притяжения между ними, медленнее, чем для невзаимодействующих сгустков. Полностью светимость исчезает лишь при больших смещениях порядка $\mathcal{X} = \frac{\Delta y}{y} \sim \frac{rc N \sigma_z^2}{\sigma_x \sigma_y \gamma^2}$, что для параметров ВЛЭША составляет $\mathcal{X} \sim 10+20$. Притяжение сгустков облегчает их совмещение при настройке ускорителя, например, при $\mathcal{X} \sim 10$ сгусток как целое приобретает угол $\theta_y \sim 10^{-3}$, что на длине 1 м даст заметное смещение $\Delta y \sim 1$ мм, по которому можно скорректировать положение пучков.

3. Результаты моделирования эффектов встречи для одинаково заряженных сгустков при центральном и нецентральном столкновении представлены на рисунках 2, 3 пунктиром. Из приведенных графиков видно, что светимость быстро падает как с ростом силы взаимодействия сгустков, так и при смещениях их друг относительно друга. При планируемых параметрах пучков светимость для встречи одинаково заряженных сгустков будет на порядок меньше, чем для противоположно заряженных.

4. Анализ рассмотренных эффектов встречи для плоских пучков позволяет сделать вывод о том, что при энергиях сталкивающихся сгустков 100+500 ГэВ необходимая светимость $L = 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при частоте повторений $f = 10$ Гц и $\Delta = 1\%$ может быть получена, если удастся создать сгустки с параметрами, указанными в таблице I ($2 \sigma_z = 0,8$ см, $N = 10^{12}$ частиц).

Таблица I

Энергия	100 ГэВ	200 ГэВ	300 ГэВ	500 ГэВ	Зависимость от L, γ, Δ
$2\sigma_x$, мкм	14	19	23	30	$(\gamma/\Delta)^{1/2}$
$2\sigma_y$, мкм	0,25	0,18	0,15	0,11	$\frac{1}{L}(\Delta/\gamma)^{1/2}$
$R = \sigma_x/\sigma_y$	56	105	160	270	$(\gamma L)/\Delta$
ν_x	0,25	0,12	0,08	0,05	$\Delta^{1/2}/\gamma$
ν_y	1,86	1,32	1,08	0,83	$(L/\gamma)^{1/2}$
ϵ_{nx} , см·рад	0,45	1,65	3,64	10,3	$(\gamma L/\Delta)^2$
ϵ_{ny} 10^5 см·рад	5,5	5,5	5,5	5,5	Δ/L^2
$\theta_x \cdot 10^3$ рад	1,8	0,72	0,39	0,18	$(\Delta/\gamma^2)^{1/2}$
$\theta_y \cdot 10^3$ рад	0,26	0,12	0,08	0,06	$\frac{1}{\gamma}(\Delta/L)^{1/2}$
$\delta\Omega_x$ 10^7 см·рад	1,2	0,67	0,45	0,26	$1/\gamma$
$\delta\Omega_y$ 10^9 см·рад	3,1	1,1	0,56	0,31	$\Delta/(L\gamma)^{3/2}$
E_c , ГэВ	1,34	4,4	6,2	9,8	$(\gamma^2\Delta)^{1/2}$

Л и т е р а т у р а

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978, т.1, с.27. Препринт ИЯФ 78-101, Новосибирск, 1978.
2. Balakin V.E., Skrinsky A.N. A Superhigh Energy Colliding Electron-Positron Beam Facility (VLEPP). Proc. of Second ICFA Workshop, 1979.
3. SLAC Report No.229, 1980. SLAC PUB-2335.

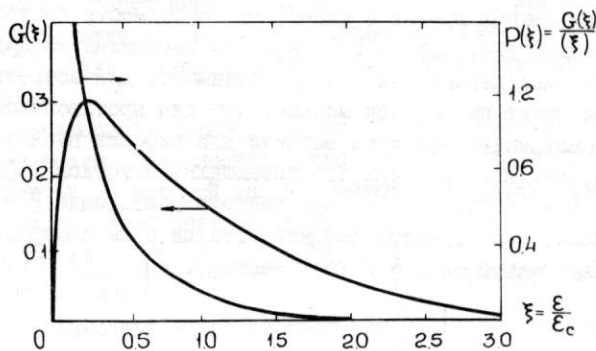


Рис.1. Функции для расчета спектрального $G(\xi)$ и количественного $P(\xi)$ распределения излучаемых при встрече γ -квантов, $\xi = E_\gamma/E_c$ - относительная энергия фотона.

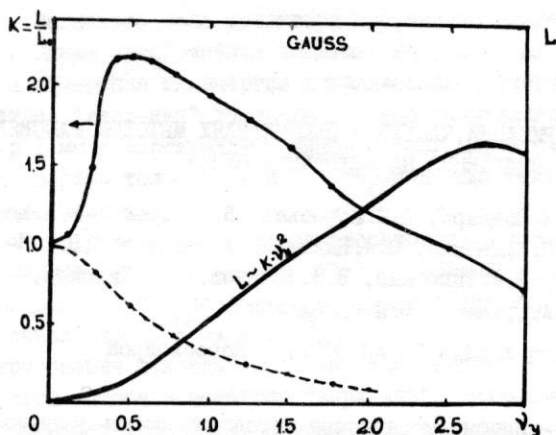


Рис.2. Центральное столкновение. Зависимость относительной светимости $K = L/L_0$ и абсолютной L от параметра ν_y (L_0 - геометрическая светимость). Пунктир - для встречи одинаково заряженных сгустков.

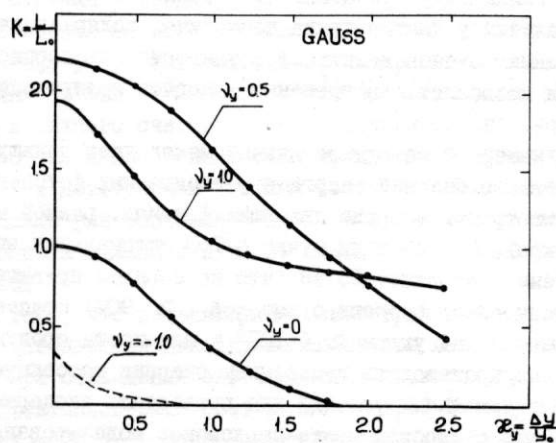


Рис.3. Нецентральное столкновение. Зависимость относительной светимости от смещения сгустков друг относительно друга при различных параметрах ν_y . Пунктир - для встречи одинаково заряженных сгустков.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЧАСТИЦ В НАКОПИТЕЛЯХ МЕТОДОМ РАССЕЯНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВСТРЕЧНОМ ПУЧКЕ

А.Е.Блинов, А.Е.Бондарь, А.И.Воробьев, В.Р.Грошев, А.А.Жоленц,
С.Г.Клименко, С.И.Мишнев, С.А.Никитин, А.П.Онучин, В.С.Панин,
И.Я.Протопопов, В.А.Тамрский, В.И.Тельнов, Ю.А.Тихонов,
Г.М.Тумайкин, А.Г.Шамов, Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В данной работе описывается новый метод измерения поляризации встречных электрон-позитронных пучков. Метод проверен на накопителе ВЭПП-4. Суть метода, как и в случае использования лазера [1-4], заключается в измерении угловой асимметрии рассеяния циркулярно поляризованных фотонов на пучке поляризованных электронов (позитронов). В качестве источника циркулярно поляризованных фотонов используется синхротронное излучение (СИ) от встречного пучка *).

Как известно, синхротронное излучение поляризовано и поляризация зависит от направления излучения фотонов: в плоскости излучения они линейно поляризованы, а вне плоскости орбиты имеют циркулярную поляризацию с различными знаками над и под орбитой. Поэтому, если пучки развести по вертикали (рис.1), в комптоновском рассеянии будут участвовать фотоны в основном с циркулярной поляризацией. При наличии у частиц пучка поперечной поляризации в угловом распределении рассеянных фотонов возникает асимметрия, пропорциональная степени поляризации. Метод позволяет одновременно измерять поляризацию электронного и позитронного пучков.

По сравнению с лазерной методикой данный метод дает большую величину асимметрии, что обусловлено большей энергией рассеиваемых фотонов. Максимальная асимметрия имеет место при энергии падающих фотонов, равной массе электрона (в его системе покоя). При энергии пучка 5 ГэВ оптимальная энергия фотонов в лабораторной системе составляет 25 эВ (что на порядок превышает энергию лазерных фотонов). Фотоны такой энергии с высокой ($\approx 90\%$) степенью циркулярной поляризации излучаются под углом $\approx 6 \cdot 10^{-4}$ к плоскости орбиты пучка. Отбор нужных фотонов легко производить измерением энергии рассеянных фотонов.

С целью выбора оптимальных условий для проведения эксперимента предварительно было проведено подробное монте-карловское моделирование основного эффекта и сопровождающих процессов. Расчеты показали, что при использовании рассеянных фотонов с энергией от 0,5 до 5 ГэВ оптимальное разведение пучков по вертикали составляет величину $d = 4\sigma_z$ (σ_z - среднеквадратичный вертикальный размер пучка). В этом случае ожидаемая величина асимметрии 8,5% при 100% степени поляризации пучков, а фон от тормозного излучения на остаточном газе и однократного тормозного излучения будет составлять не более 30% от счета рассеянных фотонов.

*) Близкая идея использования СИ для измерения поляризации по асимметрии комптоновского рассеяния высказывалась в [5]. Синхротронное излучение от одного банча предлагалось собирать сферическим зеркалом и фокусировать на второй банч. Эта идея не была реализована.

Эксперимент проведен на накопителе ВЭШ-4 в месте встречи, расположенном в детекторе МД-1 [6]. Магнитное поле детектора направлено перпендикулярно плоскости орбиты пучков. Схема эксперимента показана на рис.2. Для регистрации рассеянных фотонов и измерения их энергии использовались счетчики на основе $NaJ(Tl)$. Асимметрия "верх-низ" измерялась двумя сцинтилляционными счетчиками, имеющими зазор 1 мм в вертикальном направлении. Перед счетчиками располагался свинцовый конвертор толщиной 7 мм, который служил также для защиты от прямого синхротронного излучения.

Угловое распределение рассеянных фотонов сосредоточено в угле $\sim 1/\gamma \approx 10^{-4}$. Чтобы эффект асимметрии не уменьшался из-за углового разброса частиц в пучке, угловой разброс δ не должен превышать величину $1/\gamma$. Это условие в эксперименте выполнялось: $\delta \approx 4 \cdot 10^{-5}$.

Весьма жесткие требования накладываются на стабильность положения орбиты в месте встречи. Для того чтобы асимметрия "верх-низ", связанная с нестабильностью орбиты, не превышала уровня 1%, необходима стабильность положения орбиты в вертикальной плоскости в месте встречи по углу лучше чем 10^{-6} и по координате лучше 100 мкм. Как показали измерения, в месте встречи ($\beta_z \approx 43$ см) нет стабильности положения орбиты по углу на таком уровне. Для стабилизации положения орбиты перед конверторами сцинтилляционных счетчиков, измеряющих асимметрию, были установлены двойные ионизационные камеры, регистрирующие синхротронное излучение. По измерениям тока этих камер с помощью ЭВМ производилась непрерывная коррекция вертикальной орбиты пучков. Тем самым был обеспечен нужный уровень стабильности положения орбиты по координате и углу в месте встречи.

В эксперименте пучки разводились на величину 120 мкм ($\sigma_z \approx 30$ мкм). Скорость счета рассеянных фотонов составляла 0,6 кГц при токах 3×3 мА².

На рис.3 показаны результаты одного из измерений поляризации пучков. Асимметрия определялась как $A = (N_B - N_N)/(N_B + N_N)$, где N_B и N_N - скорости счета верхнего и нижнего счетчиков соответственно. Две серии экспериментальных точек относятся к измерениям поляризации по рассеянию СИ на электронном (верхняя серия) и позитронном (нижняя серия) пучке. Статистическая точность измерения асимметрии составляет 0,7% за время измерения 100 с. Отсчет времени идет от момента инжекции пучков. Виден постепенный рост степени поляризации обоих пучков.

Для контроля того, что появляющаяся асимметрия связана именно с поляризацией, применялась резонансная деполяризация пучков высокочастотным магнитным радиальным полем. При совпадении его частоты с частотой прецессии спина пучки деполяризуются. Эффективное поле составляло $\approx 0,03$ Гс·м, что обеспечивало время деполяризации ~ 50 с. Определение частоты деполяризации производилось медленным изменением частоты деполяризующего поля. На рис.3 четко виден момент деполяризации пучков.

Как известно, степень поляризации растет со временем:

$$\xi = \xi_0 \cdot G (1 - e^{-t/\tau_p G}),$$

где $\xi_0 = 0,924$ - предельная степень поляризации при отсутствии деполяризующих факторов, τ_p - время поляризации в идеальной машине [7], а G - множитель, меньший единицы и учитывающий деполяризующее влияние погрешностей магнитной структуры в реальном накопителе [8,9]. Анализ величины G для ВЭШ-4 приведен в [10]. При энергии эксперимента 4,7 ГэВ $\tau_p \approx 50$ минут. Сплошными линиями на рис.3 показаны результаты обработки экспериментальных данных

методом максимального правдоподобия. Обработка показала, что величина $\tau_p \cdot G$ 30 ± 10 мин, так что степень поляризации ξ к моменту начала деполяризации составляла $0,55 \pm 0,18$. Для такой степени поляризации пучка расчетная величина асимметрии равна $4,6 \pm 1,5\%$, что хорошо согласуется с экспериментально измеренной величиной: $4,0 \pm 0,5\%$.

Метод измерения поляризации, изложенный в настоящей работе, был применен в эксперименте II по прецизионному измерению массы Υ -мезона на установке ВЭПП-4 с помощью детектора МД-1. Точность измерения массы в этом эксперименте была улучшена в 15 раз по сравнению с табличным значением.

Авторы выражают благодарность всему коллективу комплекса ВЭПП-4 за помощь в работе, В.А.Сидорову и А.Н.Скринскому за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а :

1. Байер В.Н., Хозе В.А. ЯФ, 1969, 9, стр.409.
2. Gustavson D.B. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 165, p.177.
3. Bremer H.D. et al. Preprint DESY 80/76, 1980.
4. Воробьев П.В. и др. Лазерный поляриметр для ВЭПП-4. Доклад на настоящем совещании.
5. Derbenev Ya.S. et al. , Препринт ИЯФ 76-II2, Новосибирск, 1976.
6. Baru S.E. et al. , Препринт ИЯФ 77-75, Новосибирск, 1977.
7. Соколов А.А., Тернов И.М., ДАН 1963, 153, стр.1052.
8. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ЖЭТФ, 1972, 62, стр.430.
9. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. ЖЭТФ, 1973, 64, стр.1918.
10. Nikitin S.A., Saldin E.L., Yurkov M.V. Препринт ИЯФ 82-71, Новосибирск, 1982.
11. Artamonov A.S. et al. Препринт ИЯФ 82-94, Новосибирск, 1982.

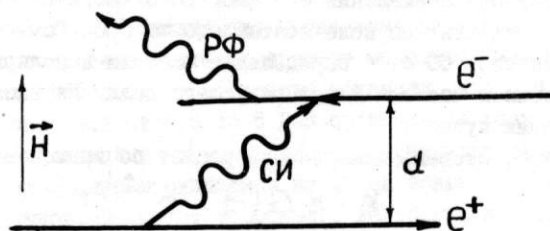


Рис.1. Расположение пучков частиц и фотонов: СИ - фотоны синхротронного излучения; РФ - рассеянные фотоны; d - величина разведения пучков в вертикальной плоскости. Вектор магнитного поля лежит в плоскости рисунка.

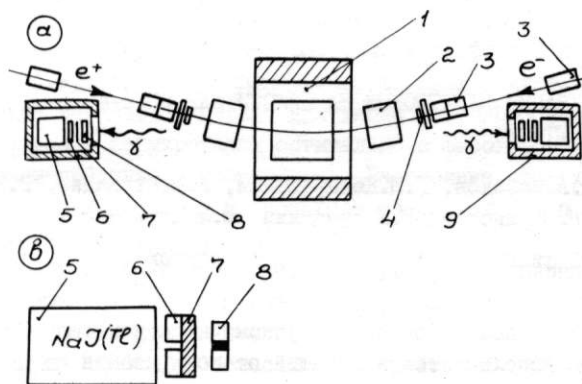


Рис.2. Аппаратура для измерения поляризации пучков (а - вид сверху, б - сечение вертикальной плоскостью): 1 - центральная часть детектора МД-1, 2 - доворотные магниты, 3 - линзы, 4 - счетчики измерения светимости по рассеянию на малые углы, 5 - счетчики для измерения энергии рассеянных фотонов, 6 - счетчики для измерения асимметрии "верх-низ", 7 - конвертор, 8 - двойные ионизационные камеры, 9 - свинцовая защита.

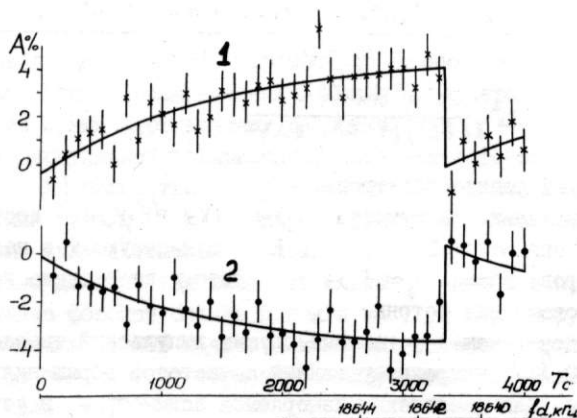


Рис.3. Результат измерения поляризации пучков: 1 - рассеяние СИ на пучке электронов, 2 - рассеяние СИ на пучке позитронов; нижняя шкала - частота деполаризации f_d . Токи пучков: $I^- = 2,4$ мА, $I^+ = 2,3$ мА.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПШ-4
 ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЯРИМЕТРОМ

П.В.Воробьев, А.А.Казаков, Г.Я.Кезерашвили, Л.М.Курдадзе, В.В.Петров,
 С.А.Никитин, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для экспериментов с поляризованными пучками на накопителе ВЭПШ-4 создан поляриметр, в котором используется зависящий от поляризации процесс обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах.

Как известно, /I-3/ сечение комптоновского рассеяния циркулярно поляризованных фотонов на электронах зависит от вектора поляризации электронов. При лобовом столкновении фотонов энергии ω_1 с электронами большой энергии конечные фотоны вылетают в узкий конус с углом $\theta \sim 1/\gamma$ относительно направления начального электрона и имеют энергию $\omega_2 = 4\gamma^2\omega_1/(1+n^2+2\lambda)$, где $\lambda = 2\omega_1\gamma$, $n = \gamma\theta$.

Для поперечно поляризованных электронов сечение процесса имеет вид

$$d\sigma = d\sigma_0 + d\sigma_1 \cdot \xi_2 |\vec{e}_1| \sin\varphi, \quad (1)$$

где ξ_2 - степень циркулярной поляризации фотонов, φ - угол между плоскостью, перпендикулярной вектору поляризации электронов \vec{e}_1 и плоскостью рассеяния, а $d\sigma_0$, $d\sigma_1$ имеют вид:

$$d\sigma_0 = 4z_0^2 \frac{[2\lambda^2(n^2+1) + (1+n^2+2\lambda)(1+n^4)] n \, dn \, d\varphi}{(1+n^2)(1+n^2+2\lambda)^3}, \quad (2)$$

$$d\sigma_1 = 8z_0^2 \frac{\lambda n^2 \, dn \, d\varphi}{(1+n^2)(1+n^2+2\lambda)^3},$$

где z_0 - классический радиус электрона.

Коэффициент азимутальной асимметрии $\mathcal{P}(n, \lambda) = d\sigma_1/d\sigma_0$ достигает экстремума $\mathcal{P}_{max} = 1/3$ при $n \approx 1$, $\lambda \approx 1$. Для существующих в настоящее время накопителей и лазеров $\mathcal{P}_{max} \approx 1,14$, поэтому необходимо использовать максимально коротковолновые фотоны.

Источником фотонов в нашей установке служит импульсный твердотельный лазер ЛТИ-502 ($\lambda_0 = 10600 \text{ \AA}$), синхронизированный с частотой обращения ($f_0 = 860 \text{ кГц}$) частиц в накопителе. Для увеличения измеряемой асимметрии в установке используется эффект удвоения частоты лазерного излучения в нелинейном монокристалле $Li:IO_3$. Рабочие параметры пучка фотонов после кристалла-удвоителя приведены в таблице I.

Длина волны	Средняя мощность	Частота повторений f_1	Длительность импульса	Угловой разброс	Поляризация
5300 \AA	1-1,5 Вт	5-10 кГц	70 нс	$\theta_x = 1,5 \cdot 10^{-3}$ $\theta_z = 6 \cdot 10^{-3}$	линейная

Сравнительно малая частота повторений лазерных импульсов позволяет в $f_0/f_1 \approx 100$ раз снизить фон от тормозного излучения электронов на атомах остаточного газа.

На рис.1 показана схема лазерного поляриметра. Линейная поляризация фотонов, выходящих из кристалла $LiIO_3$, преобразуется с помощью термостабилизированной ячейки Погкельса (поперечный электрооптический эффект) попеременно в правую (+) и левую (-) круговую. Управляемые от шаговых двигателей линзы L_1, L_2, L_3 и металлическое зеркало C служат для ввода лазерного излучения в вакуумную камеру накопителя и формирования оптимального фазового объема фотонного пучка в месте взаимодействия с электронами. Расстояние от выходного окна лазера до области взаимодействия ≈ 20 м. Контроль за состоянием поляризации фотонов осуществляется дистанционно эллипсомерами.

Координаты вторичных γ -квантов регистрируются индукционной пропорциональной камерой с разрешением 200 мкм. Энергия γ -квантов (200-900 МэВ) измеряется счетчиком полного поглощения на основе кристалла $NaI(Tl)$. Детектор расположен на расстоянии ≈ 20 м от области взаимодействия. Эффективность регистрации составляет 30% при толщине конвертора $\approx 1X_0$. Для защиты детектора от фона, обусловленного жесткой (≈ 100 кэВ) компонентой синхротронного излучения из магнитов M_1 и M_2 накопителя, применялись свинцовые фильтры (0,5 $X_0 + 1,5X_0$), установленные на выходе из вакуумной камеры.

Информация с детектора вводится в ЭВМ "Электроника-60", которая также обеспечивает непрерывный контроль и управление параметрами лазерного пучка. Обработка информации производится в реальном времени и результаты выводятся на цветной дисплей и графопостроитель.

Измеряемой величиной, пропорциональной степени поляризации электронов, является асимметрия в вертикальном распределении регистрируемых γ -квантов, которая определяется из формулы

$$P = \frac{N_{\text{верх}} - N_{\text{низ}}}{N_{\text{верх}} + N_{\text{низ}}}, \quad \text{где}$$

$N_{\text{верх}}, N_{\text{низ}}$ число γ -квантов, зарегистрированных соответственно сверху и снизу относительно центра распределения. Центр измеряется в каждом цикле набора статистики из суммы вертикальных распределений γ -квантов, полученных с правой и левой циркулярной поляризацией лазерных фотонов. Расчетное значение асимметрии P для полностью поляризованных электронов с энергией $E \approx 5$ ГэВ с учетом усреднения формул (1,2) по параметрам пучка электронов и фотонов, а также по телесному углу детектора составляет $\approx 2\%$.

Экспериментально достигнутая скорость счета γ -квантов при названных выше параметрах источника фотонов близка к 5 кГц на 1 мА циркулирующего в накопителе тока, что обеспечивает 20% точности измерения степени поляризации электронов за время ≈ 150 с. Фон от тормозного излучения на атомах остаточного газа пренебрежимо мал.

Набор статистики в стандартном цикле измерений осуществлялся при попеременном (≈ 1 Гц) переключении циркулярной поляризации фотонов. На рис.2 представлены результаты обработки одного из циклов: вверху показаны распределения γ -квантов по вертикали ($b_x \approx 2$ мм) для "+" и "-" спиральности фотонов; слева внизу - дифференциальная асимметрия относительно измеренного центра и в нижней строке величина асимметрии $P = 1,31 \pm 0,18$, что соответствует степени поляризации электронов $\beta_1 = 0,65 \pm 0,09$.

Пучок в накопителе поляризовался вследствие радиационной поляризации с характерным временем $\tau_p \approx 40$ мин. На рис.3 представлены экспериментальные данные по нарастанию асимметрии комптоновских γ -квантов со временем. Скачок асимметрии в точке T отражает резонансную деполаризацию пучка /4/, которая использовалась для абсолютной калибровки энергии частиц в ВЭПП-4 при измерении массы Υ -мезона /5,6/.

Предельно достижимая степень радиационной поляризации зависит от мощности спиновых деполаризующих резонансов, которые возникают при выполнении условия: $\nu = m + k\nu_z + l\nu_x$, где ν , ν_x , ν_z - частота прецессии спина и частоты x , z - бетатронных колебаний в единицах частоты обращения f_0 . Экспериментально измеренная с помощью лазерного поляриметра "картина" спиновых резонансов в области массы Υ -мезона изображена на рис.4. Поляризация полностью исчезает вблизи целого резонанса $\nu = \Pi$ и вблизи резонансов $\nu = \nu_z + 1$ и $\nu = 20 - \nu_z$

Измерения асимметрии на неполяризованном пучке, а также с выключением ячейки Погкельса, показали, что относительная систематическая ошибка поляриметра не превышает нескольких процентов.

В заключение авторы благодарят М.С.Дубровина, И.Е.Коренева, Э.А.Купера и А.Ф.Серова за помощь в подготовке аппаратуры и коллектив ВЭПП-4, обеспечивший хорошую работу установки во время проведения измерений.

Л и т е р а т у р а :

1. Байер В.Н., Хозе В.А. Ядерная физика. 1969, 9, 409.
2. Gustavson D.B. et al. NIM, 1979, 195, 177.
3. Bremer H.D. et al. Preprint DESY 80/76, 1980.
4. Дербенев Я.С. и др. Particle Accelerators, 1982, 10, 177.
5. Артамонов А.С. и др. Препринт ИЯФ, 82/94, 1982.
6. Артамонов А.С. и др. Материалы 21 Международной конференции по физике высоких энергий. Париж, 1982.

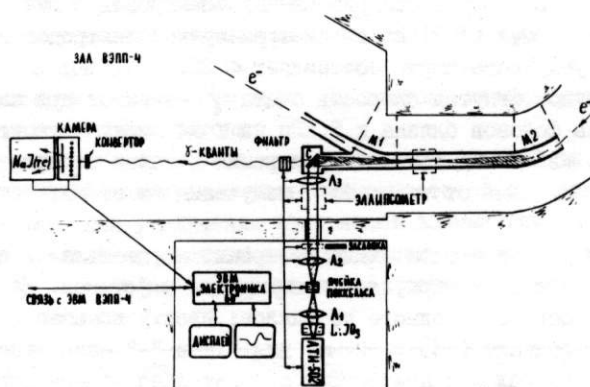


Рис.1. Схема лазерного поляриметра.

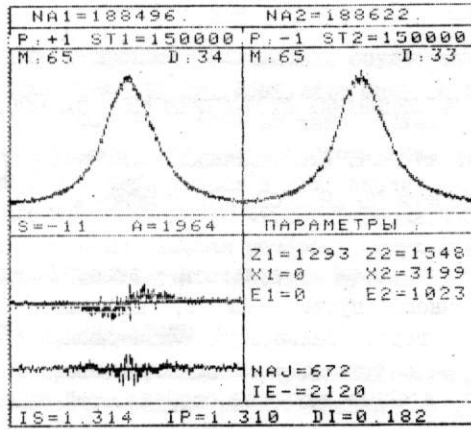


Рис.2. Вертикальные распределения и асимметрия комптоновских γ -квантов.

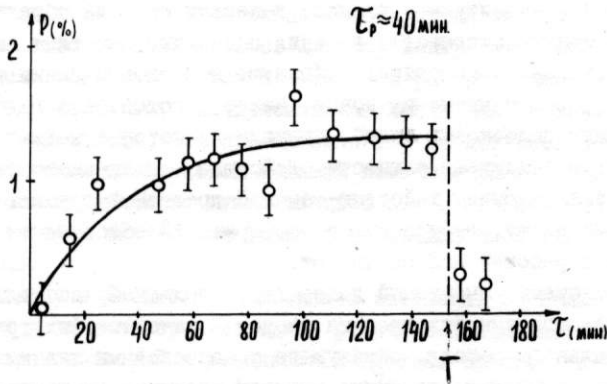


Рис.3. Зависимость асимметрии от времени.

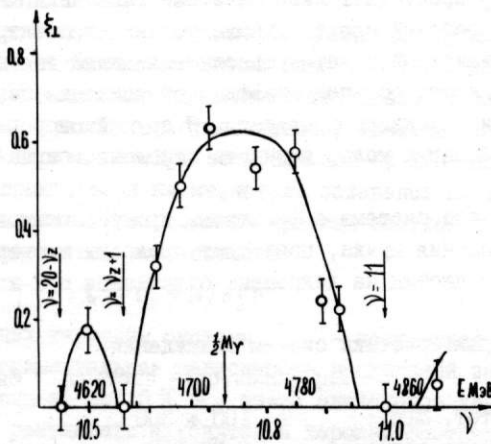


Рис.4. Спиновые резонансы ВЭПП-4 в области энергии γ -мезона.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ПРОТОНОВ НА НАП-М

Е.Н.Дементьев, Н.И.Зиневич, А.С.Медведко, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В настоящей работе изложены результаты экспериментов по стохастическому охлаждению протонного пучка в НАП-М, начатых в 1980 году и законченных в январе 1981 года. Целью этих экспериментов являлась оценка возможности использования этого метода охлаждения в установках для накопления антипротонов, а также изучение особенностей процесса охлаждения.

1. Описание системы для охлаждения пучка на НАП-М

На рис.1 приведена блок-схема системы охлаждения. Сигналы с двух радиальных пластин датчика поступают на вычитающий трансформатор, далее разностный сигнал усиливается предварительным усилителем, усилителем мощности и подается на кикер. Для изменения амплитуды и времени задержки сигнала обратной связи в цепь ОС введены переменные аттенуатор и линия задержки. Пластин датчика с внутренней поверхностью камеры накопителя образуют полосковые линии с волновым сопротивлением 50 Ом, разомкнутые на конце. Кикер изготовлен в виде четырех 50-омных согласованных полосковых линий, сигналы на которые подаются от четырех синфазных выходов усилителя мощности. Действие выполненного таким образом кикера на пучок эквивалентно действию обычной пролетной трубки. Датчик и кикер имеют одинаковую длину, выбираемую из соображений обеспечения максимальной связи с пучком в рабочей полосе частот.

Кроме этой системы, именуемой далее широкополосной, исследовалась система охлаждения с резонансным фильтром на входе. В качестве фильтра использовались отрезки коаксиального кабеля, образующие с полосковыми линиями датчика две резонансные линии, замкнутые на конце низкими входными сопротивлениями усилителей. Усиленные сигналы обоих каналов затем вычитаются на трансформаторе. Линии имеют электрическую длину, равную четверти длины волны частоты обращения пучка. Поэтому фильтр пропускает лишь нечетные гармоники частоты обращения.

Фильтр, передавая рабочий спектр пучка, подавляет спектральные составляющие шумов входных усилителей и четвертьволновых линий вне своей полосы пропускания. Это позволяет иметь больший коэффициент усиления цепи обратной связи при заданной мощности выходного усилителя. С другой стороны, при достаточно высокой добротности фильтра можно улучшить отношение сигнал/шум на выходе системы.

Следует отметить, что система с фильтром, пропускающая вдвое меньшее число гармоник частоты обращения пучка, позволяет провести экспериментальное изучение взаимного влияния частиц на декремент охлаждения при изменении числа рабочих гармоник.

Ниже приведены характеристики систем охлаждения:

	Широкополосная система	Система с фильтром
Диапазон рабочих частот, МГц	100 + 300	100 + 300
Максимальный коэффициент усиления	$0,75 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$
Выходная мощность, Вт	4 x 0,5	4 x 0,5

Число гармоник	100	50
Коэффициент шума, дБ	2,5	3+4

Наблюдение за пучком в процессе охлаждения осуществлялось посредством измерения спектров дробовых шумов пучка. Измерение спектра шумов проводилось на 8-й гармонике частоты обращения с помощью интегрального датчика системой, описанной в [1]. После двухкратного сдвига частоты вниз исходный сигнал преобразовывался в цифровой код и передавался в ЭВМ. Анализ сигнала в ЭВМ производился программой быстрого преобразования Фурье, определялись ширина спектра продольных шумов пучка, пропорциональная разбросу импульсов, и интеграл по спектру, несущий информацию о количестве частиц в пучке.

2. Экспериментальные результаты

НАП-М - ускоритель протонов, сконструированный для проведения экспериментов по электронному охлаждению. Средний радиус машины 7,5 м, энергия инжекции протонов около 1,5 МэВ, эксперименты проводились на энергии 62 МэВ. При этом частота обращения пучка равнялась 2,21 МГц. Относительный начальный разброс по импульсам составлял $\Delta p/p_0 \approx 3 \cdot 10^{-4}$ ($\Delta f/f_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$).

Пример изменения спектра шумов в процессе стохастического охлаждения показан на рис.2. Спектры нормированы на собственную амплитуду.

В экспериментах ширина спектра охлаждаемого пучка уменьшалась до установившегося значения, которое определялось шумами электроники цепи обратной связи. На рис.3 приведена зависимость установившегося разброса частот обращения в пучке от величины одночастичного декремента затухания для системы с фильтром и широкополосной системы. То, что при одном и том же декременте в широкополосной системе охлаждения достигается меньший конечный размер, по-видимому, связано с лучшим согласованием по шумам входной цепи, большим числом рабочих гармоник в широкополосной системе, а также с невысокой добротностью фильтра в резонансной системе.

На рис.4 показана зависимость декремента затухания от величины коэффициента передачи цепи датчик-кикер в середине рабочего диапазона частот. Данные приведены для широкополосной и резонансной систем. Прямые 1 и 3 соответствуют измерениям с малым числом частиц ($N \approx 2 \cdot 10^7$). Существенное (приблизительно в 2 раза) отличие величин декрементов затухания λ для обеих систем при одинаковом коэффициенте усиления определяется отличием вдвое числа гармоник, участвующих в охлаждении.

Взаимное влияние частиц, ослабляющее охлаждение, существенно зависит от числа рабочих гармоник системы обратной связи. В широкополосной системе при $N \approx 10^8$ взаимное влияние частиц сказывается слабо (кривая 2), но уменьшение вдвое числа гармоник приводит к существенному увеличению времени охлаждения интенсивного пучка (кривая 4). При этом, начиная со значений $N \approx 0,8 \cdot 10^6$, величина декремента практически не меняется, оставаясь на уровне $\lambda \approx 1/8$ мин.

Как ранее отмечалось [2], постоянная времени затухания с учетом взаимного влияния частиц определяется соотношением:

$$\tau = \tau_0 + N/\Delta f n^2,$$

n - число рабочих гармоник системы, τ_0 - постоянная времени одночастичного затухания. Экспериментальная зависимость постоянной затухания τ от величины $N/\Delta f n^2$ приведена на рис.5 (τ_0 взято одинаковое для обеих систем). Видно, что полученные результаты находятся в хорошем соответствии с теоретическими предсказаниями.

3. Продольная неустойчивость пучка

В пучке с малым разбросом частот обращения при включении ОС наблюдалась продольная когерентная неустойчивость. Когерентный сигнал с интегрального датчика был виден в течение нескольких секунд, после чего пропал. При повторном включении цепи обратной связи когерентный сигнал не наблюдался. При этом оказалось, что величина разброса частот обращения Δf_{st} , устанавливающаяся после неустойчивости, пропорциональна корню квадратному из тока пучка I_0 .

$$\Delta f_{st} = A\sqrt{I_0}.$$

Было установлено, что при заданном токе и коэффициенте усиления неустойчивость удается инициировать:

- 1) электронным охлаждением пучка до разброса ниже Δf_{st} ,
- 2) смещением положения пучка в датчике цепи обратной связи.

Уменьшение коэффициента усиления или тока пучка приводило к исчезновению неустойчивости.

Как показано в [3], причиной неустойчивости пучка может быть его смещение относительно центра датчика либо неполное вычитание сигналов с пластин, что также эквивалентно некоторому смещению пучка в датчике. Полученный в этой работе критерий устойчивости при условии $\Delta\omega_0 \gg \Delta\omega$ ($\Delta\omega$ — разброс частот в пучке, $\Delta\omega_0$ — отвечает смещению пучка в датчике) имеет вид:

$$\Delta\omega^2 > \left| \Delta\omega_0 \frac{\Omega_n}{n} \right|, \quad (1)$$

Ω_n — величина комплексного когерентного сдвига частоты вблизи $n\omega_0$. В диапазоне гармоник, дающих наиболее существенный вклад в скорость охлаждения, $|\Omega_n|$ оценивается следующим образом [3]:

$$|\Omega_n| \approx 2\pi N \lambda_0 / n_{max}, \quad (2)$$

λ_0 — декремент затухания отдельной частицы, n_{max} — номер верхней гармоники, пропускаемой цепью ОС.

Условие устойчивости (1) ограничивает скорость охлаждения. Мы сравним это ограничение с тем, которое получается из-за взаимного влияния частиц пучка. Этот эффект становится существенным, когда величина когерентного сдвига $|\Omega_n|$ приближается (или превосходит) разброс частот обращения в пучке $n\Delta\omega$:

$$\lambda_0 \leq \lambda_{zk} = \frac{\Delta\omega n_{max}^2}{2\pi N}. \quad (3)$$

Условие же когерентной устойчивости (1) с учетом соотношений (2) и (3) можно переписать в виде:

$$\lambda_0 < \frac{\Delta\omega}{|\Delta\omega_0|} \lambda_{zk}. \quad (4)$$

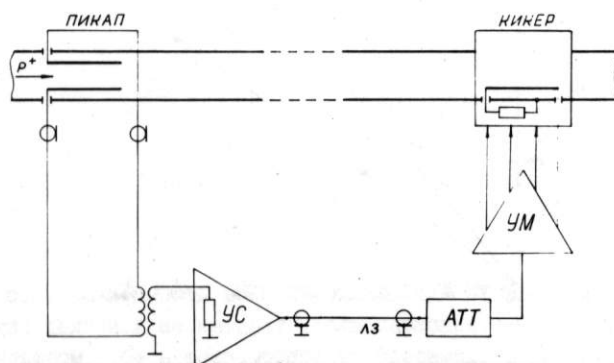
Отсюда видно, что для пучка, охлаждаемого вблизи центра датчика ($|\Delta\omega_0| < \Delta\omega$), более жестким является ограничение скорости охлаждения по эффекту экранирования (3). Однако при накоплении в продольном фазовом пространстве может осуществляться ситуация, когда пучок с относительно малым разбросом $\Delta\omega$ помещается с большим отклонением $\Delta\omega_0$ относительно центра области накопления $|\Delta\omega_0| \gg \Delta\omega$, например, в накопителе АА [4]. В этом случае для обеспечения когерентной устойчивости пучка, согласно (4), необходимо снижение декремента λ_0 , и, следовательно, скорости накопления.

Заключение

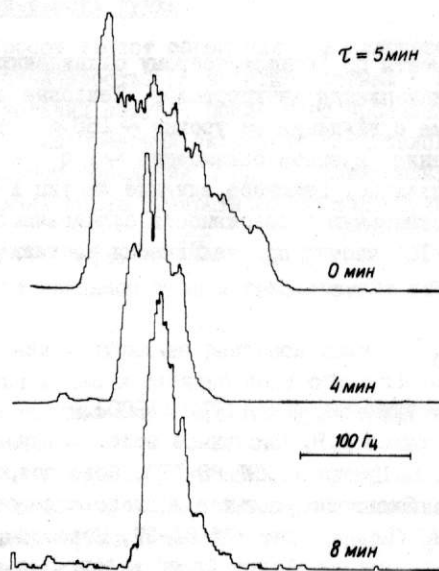
Проведенные эксперименты по стохастическому охлаждению показали возможность его использования для накопления антипротонов. Тепловые шумы системы обратной связи ограничивают время охлаждения на уровне ~ 150 с для одноканальной системы. Значит, для получения времени охлаждения ~ 1 с потребуются около сотни систем, работающих параллельно. Взаимное влияние частиц и когерентные неустойчивости ограничивают максимальную интенсивность охлаждаемого пучка частиц за время ~ 1 с значением $\sim 10^7$ частиц при технически достижимых в настоящее время значениях полосы частот.

Л и т е р а т у р а

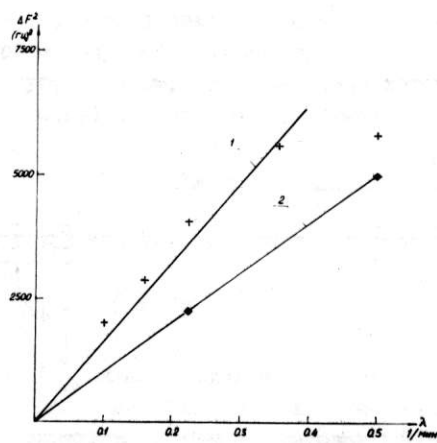
1. Дементьев Е.Н. и др. ЖТФ, 50, № 8, 1717 (1980).
2. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Численное моделирование стохастического охлаждения и накопления. Препринт ИЯФ 80-170, Новосибирск (1980).
3. Дементьев Е.Н. и др. Экспериментальное исследование стохастического охлаждения протонов на НАП-М. Препринт ИЯФ 81-57, Новосибирск (1981).
4. Present status and future developments of antiproton accumulator. CERN/PS/AA/82-7, 1982.



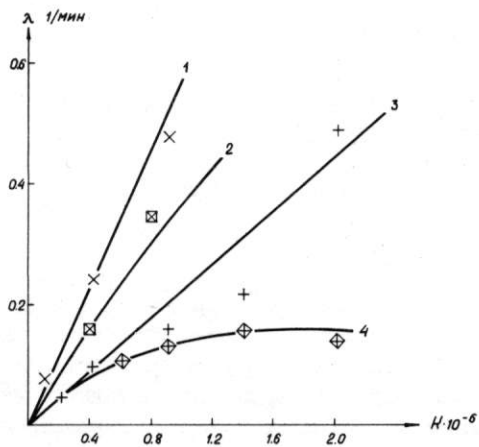
Р и с.1. Блок-схема широкополосной системы стохастического охлаждения по импульсам. ЛЗ - линия задержки, АТТ - аттенюатор, УМ - усилитель мощности.



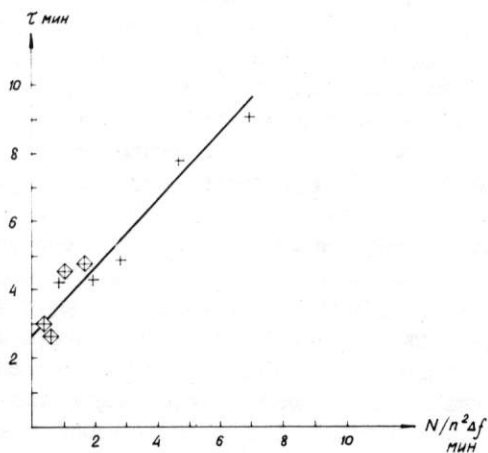
Р и с.2. Широкополосная система. Спектры продольных шумов пучка.



Р и с.3. Зависимость квадрата установившегося разброса частот обработки от времени охлаждения: 1 - система с фильтром, 2 - широкополосная система.



Р и с.4. Зависимость декремента охлаждения от коэффициента усиления при разном числе частиц. \times , $+$ - $N=2 \cdot 10^7$; \square , \diamond - $N=10^8$; 1,2 - широкополосная система; 3,4 - система с фильтром.



Р и с.5. Зависимость времени охлаждения от фазовой плотности частиц делённой на квадрат числа гармоник. $+$ - система с фильтром, \diamond - широкополосная система.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ВСТРЕЧНЫХ ФОТОННЫХ ПУЧКОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

А.М.Кондратенко, Е.В.Пахтусова, Е.Л.Салдин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. В /1/ обращено внимание на то, что в рамках проектов встречных линейных электрон-позитронных пучков может быть целесообразным создание встречных фотонных пучков (ВФП) путем обратного комптоновского рассеяния светового сгустка на релятивистском электронном пучке. При достаточной интенсивности светового потока можно получать светимость ВФП порядка электрон-позитронных. Оценки возможностей использования квантовых лазеров, сделанные в /1/ для проекта ВЛЭШ /2/, показывают, что решение задачи получения высокой светимости на сегодняшнем этапе предъявляет весьма серьезные требования к параметрам лазеров. Немаловажными с технической точки зрения могут оказаться и вопросы эффективности работы всей системы.

В данной работе предлагается схема ВФП, не использующая внешний световой источник и целиком базирующаяся на ускорительной технике. Для получения плотного светового сгустка используется когерентное излучение, генерируемое релятивистским электронным пучком в открытом ондуляторе. Взаимодействие электронов через поля излучения приводит в известных условиях к неустойчивости определенных гармоник плотности в продольном направлении, т.е. к группированию электронов и к когерентному излучению. Теория лазеров, основанных на указанном принципе, для открытых ондуляторов описана в работах /3-9/.

Принципиальная схема ВФП может быть такой, как показано на рис.1. Для генерации когерентного излучения и конверсии в высокоэнергетические фотоны используется один и тот же пучок электронов на разных стадиях ускорения. При этом автоматически решаются проблемы фазировки, оптимальной длины светового сгустка и требуемой частоты повторения.

Электронный сгусток, ускоренный до некоторой промежуточной энергии, пропускается через ондулятор. При достаточной длине ондулятора роль начального возбуждения, необходимого для развития радиационной неустойчивости, могут играть статистические флуктуации плотности сгустка ("дробовой шум"). На выходе ондулятора получается световой сгусток, по длине равный электронному и движущийся вместе с ним. Энергия светового сгустка составляет малую долю энергии электронного пучка на участке генерации. Для создания необходимого опережения светового сгустка электроны в определенном месте направляются по искривленной траектории. Далее электронный пучок ускоряется до максимальной энергии. При этом световой сгусток движется либо в вакуумной камере линейного ускорителя, либо по параллельному каналу. С помощью линзы световой сгусток оптимальным образом фокусируется на налетающие электроны. Высокоэнергетические гамма-кванты, полученные при обратном комптоновском рассеянии, движутся вдоль электронных траекторий и встречаются с аналогично полученными с противоположной стороны. Для предотвращения столкновений электронов после конверсии в месте встречи вводится магнитное поле, разводящее электронные пучки.

2. Для определенности рассмотрим релятивистский цилиндрический электронный пучок, движущийся через спиральный ондулятор (поперечное винтовое магнитное

поле). Отдельные электроны в ондуляторе излучают на характерной длине волны $\lambda_p = \lambda_0 (1 - \beta_u) = \lambda_0 / (2\gamma_u^2)$, где λ_0 - период ондулятора, β_u - продольная скорость электрона в ондуляторе ($C = I$). Инкремент нарастания модуляции плотности на длине волны λ определяется пиковым током пучка eN , поперечной площадью πz_0^2 , величиной вынужденной поперечной скорости вращения u в ондуляторе и величиной отстройки $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_p$. В интересующем нас случае, когда выполнено условие малости поперечного размера электронного пучка

$$z_0^2 \ll z_c^2 \equiv \frac{\lambda^2 \gamma_u}{u} \left(\frac{\gamma}{N z_e} \right)^{1/2},$$

($z_e = e^2/m$, $\lambda = \lambda/2\pi$, $\gamma = E/m$ - релятивистский фактор), максимальный инкремент находится из трансцендентного уравнения /8,9/

$$\lambda^2 \approx \frac{N z_e}{2 \gamma \gamma_u^2} \frac{u^2}{\lambda_p^2} \ln \left(\frac{\lambda_p}{i \lambda^* z_0^2} \right), \quad (1)$$

с точностью до членов порядка $[10 \ln^2(z_c^2/z_0^2)]^{-1}$. Максимальный инкремент в этом случае достигается при $\lambda = \lambda_p (1 + \lambda_0 \gamma m \lambda)$. Для оценки влияния факторов, мешающих развитию радиационной неустойчивости, достаточно для инкремента привести поправки на кулоновское взаимодействие электронов в пучке и разброс их продольных скоростей $\Delta\beta_u$. Суммарная поправка, вычисленная по теории возмущений, в рассматриваемом нами случае $z_0^2 \ll z_c^2$ равна

$$\delta\lambda = - \frac{\omega_p^2}{2\lambda} - \frac{3}{2} \frac{\langle (\Delta\beta_u)^2 \rangle}{\lambda^2 \lambda}, \quad (2)$$

где $\omega_p = [4N z_e / (\gamma \gamma_u^2 z_0^2)]^{1/2}$ - плазменная частота. Амплитуда модуляции пучка при прохождении характерной длины $l_g = (Re\lambda)^{-1}$ возрастает (e) раз. Пройдя длину $l = l_g \ln(1/a)$, где a - степень начальной модуляции пучка на резонансной гармонике, пучок будет иметь степень модуляции порядка единицы и в этом состоянии будет излучать на длине порядка l_g . Мощность W когерентного излучения составит по порядку величины $W \approx N E \lambda_0 / l_g$.

Численно конкретизируем схему, приведенную на рис.1. Пусть после предварительного этапа ускорения пучок на входе в ондулятор имеет следующие параметры: энергия пучка 10 ГэВ, радиус, длина пучка и число частиц в нем: $z_0 = 10^{-2}$ см, $l_b = 1$ см, $N_e = 10^{12}$, угловой разброс $\Delta\theta = 10^{-5}$, энергетический разброс $\Delta E/E = 10^{-3}$. Параметры ондулятора: период $\lambda_0 = 20$ см, величина магнитного поля $H_0 = 20$ кГс. В таком ондуляторе поперечная скорость вращения электронов $u = \mathcal{K}/\gamma$, $\mathcal{K} = e N_0 \lambda / m$ (в нашем случае $\mathcal{K} = 40$). Длина волны когерентного излучения $\lambda = 4 \cdot 10^{-5}$ см. Длина нарастания l_g из (1) равна 3,2 м (фактор $z_c^2/z_0^2 = 26$). Уточнение по формуле (2) дает $l_g = 3,4$ м. Требуемая длина ондулятора при развитии модуляции из спектра флуктуаций равна ≈ 40 м. Мощность когерентного излучения

$$W \approx N E (2 N z_e / \gamma)^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ Вт.}$$

Доля энергии пучка, переходящая в когерентное излучение, составит $\sim 0,5\%$.

3. На конечной стадии ускорения электронов требуется сфокусировать на электронный пучок световой сгусток, полученный на участке генерации. Для этой цели можно использовать линзу с фокусным расстоянием F , которая фокусирует световой сгусток навстречу электронному. Предположим, что запаздывание электронного пучка относительно светового сгустка выбрано оптимальным, т.е. равно $2R$, где R - расстояние от фокуса до места встречи. Фокусировка будет оптимальной, если выполнены следующие условия: $F^2 \ll \rho_0^2 l_b / (2\lambda)$, $z_f^2 \ll \lambda^2 F^2 / (4\rho_0^2)$, $l_b \leq l_w$, где ρ_0 и l_w - радиус и длина светового сгустка падающего на линзу,

z_1 и l_b - поперечный размер и длина электронного пучка в месте встречи с излучением. Вероятность P рассеяния электрона встречным световым сгустком в этом случае равна

$$P = 1 - \exp(-\delta), \quad \delta = 2W\sigma_c / \hbar,$$

где W - мощность светового пучка, падающего на линзу, σ_c - полное сечение комптоновского рассеяния. Полагая, что электроны на участке конверсии обладают энергией 50 ГэВ, имеем $\sigma_c = 2,6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$; $\delta = 2,7$; $P \approx 90\%$. Для эмиттанса электронного пучка на участке конверсии $\epsilon = 10^{-8} \text{ см}$ оптимальный случай фокусировки можно реализовать при значениях $\beta_0 = 1 \text{ см}$, $F = 50 \text{ см}$, $R = 4 \text{ см}$, β - функции в месте встречи β_0 , равной 2 см.

Для опережения световым сгустком электронного на расстояние $2R = 8 \text{ см}$ требуется после участка генерации направить электроны по пути ABC (см. рис. I). Расстояние между точками A и C равно 25 м, максимальное отклонение траектории электронов в точке B равно 1 м. Требуемый интеграл магнитного поля в точке A равен 27 кГс·м. Для разведения электронных пучков в точке на $10z_s$ ($z_s = \sqrt{2\epsilon\beta_0}$ - размер электронного пучка в месте встречи, если бы конверсии не было) необходимая величина магнитного поля, введенного на длине $2R$, равна 4 кГс.

4. Энергия гамма-квантов, рассеянных под малым углом θ к траектории электрона, в лабораторной системе равна

$$\hbar\omega = E\chi / (1 + \chi + \gamma^2\theta^2),$$

где $\chi = 4\gamma\hbar/(m\lambda)$. Рассмотрим случай, когда вероятность dW излучить гамма-квант в направлении, задаваемом углами θ_x , θ_y , можно записать в виде

$$dW = \eta \frac{d\sigma_c}{d\theta^2} \frac{d\theta_x d\theta_y}{\pi\sigma_c}, \quad (3)$$

где $\theta^2 = \theta_x^2 + \theta_y^2$, η - коэффициент конверсии (полное число гамма-квантов, рожденных электроном). Это всегда имеет место при $\delta \ll 1$ (в этом случае $\eta = \delta$). В случае $\delta \gtrsim 1$ также существуют ситуации, когда (3) остается справедливым, в классическом пределе $\chi \ll 1$ при $\delta \ll \chi^{-1}$ имеем $\eta = \delta$. При $\chi \gg 1$ энергия электрона после излучения первого гамма-кванта становится порядка E/χ . Поэтому для $\hbar\omega \gg E/\chi$ имеем $\eta = 1 - \exp(-\delta)$.

Общепринятой величиной, характеризующей эффективность установок со встречными пучками, является светимость L . Светимость не является полной характеристикой эффективности установок со встречными фотонными пучками. Более полную информацию дает спектральная светимость, рассчитанная на единичный интервал частоты $\omega_0 = \sqrt{\omega_1\omega_2}$ сталкивающихся фотонов в системе их центра масс. Для малых расстояний, когда

$$R + \frac{l_b}{2} \ll \frac{z_s}{\theta(\omega)} = \frac{\gamma z_s}{\sqrt{1+\chi}} \sqrt{\frac{\nu}{1-\nu}},$$

($\nu = \hbar\omega(1+\chi)/(E\chi)$ - отношение энергии излучаемого гамма-кванта к максимально возможной) в классическом пределе имеем:

$$\omega_0 \frac{dL_{\gamma\gamma}}{d\omega_0} = \frac{g}{2} \eta^2 L_{ee} \nu^2 \left\{ \ln \frac{1}{\nu^2} - 2 + 4\nu^2 \left(\ln \frac{1}{\nu^2} - 1 \right) + 2\nu^4 (2 \ln \frac{1}{\nu^2} + 3) \right\}$$

В квантовом пределе спектральная светимость имеет резкий максимум вблизи $(1-\nu) \approx \chi^{-1}$. В области $(1-\nu) \ll 1$ и малых R имеем:

$$\omega_0 \frac{dL_{\gamma\gamma}}{d\omega_0} = \frac{2\eta^2\chi}{\ln^2\chi} \frac{\ln[1+2\chi(1-\nu)]}{[1+\chi(1-\nu)]} L_{ee}$$

В заключение приведем значение спектральной светимости встречных фотонных пучков для рассмотренного выше численного примера. Полагая частоту повторения равной 10 Гц, имеем ($L_{ee} \approx 5 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$):

$$\omega_0 \left(\frac{dL_{\gamma\gamma}}{d\omega_0} \right)_{\max} \approx 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$$

Нам приятно поблагодарить Я.С.Дербенева за обсуждения в ходе выполнения работы. Мы пользуемся случаем выразить свою признательность А.Н.Скринскому за интерес к работе. Благодарим Г.Л.Коткина, В.Г.Сербо, В.И.Тельнова за высказанные замечания.

Л и т е р а т у р а :

1. И.Ф.Гинзбург, Г.Л.Коткин, В.Г.Сербо, В.И.Тельнов. Письма в ЖЭТФ, 34, вып.9 (1981).
2. В.Е.Балакин, Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, т.1, 27, 1978.
3. N.M.Kroll, W.A.McMullin. Phys. Rev., A17, 300 (1978).
4. P.Sprangle, R.A.Smith. Phys. Rev. A21, 293 (1980).
5. P.Sprangle, R.A.Smith, V.L.Granatstein, NRL Memorandum Report 3911, 1978.
6. В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин. ЖЭТФ, 76, 930 (1979).
7. Л.А.Вайнштейн. ЖТФ, 49, 1129 (1979).
8. А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин. ЖТФ, 51, 1633 (1981).
9. А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин. ЖТФ 52, 309 (1982).

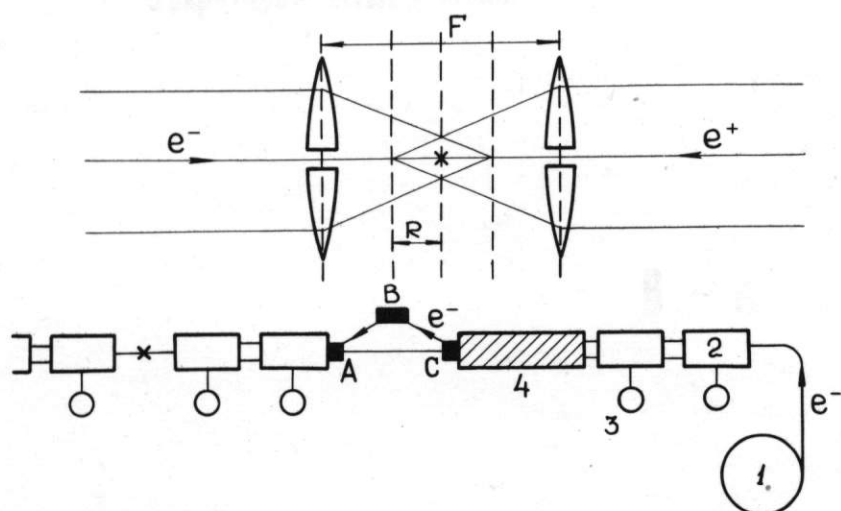


Рис.1. Принципиальная схема встречных фотонных пучков.

1 - инжектор, 2 - ускоряющая секция, 3 - ВЧ-генератор, 4 - ондулятор.

ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ АППАРАТНЫХ И ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ ПРИ МОДЕРНИЗАЦИИ ДЕЙСТВУЮЩИХ И РАЗРАБОТКЕ НОВЫХ АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ СИСТЕМ УНК В ИЯФ

Б.В.Левичев, В.И.Нифонтов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Каждое новое направление в науке начинает развиваться эффективно только при наличии адекватной материально-технической базы. Привлекательная физическая идея может тихо существовать десятилетиями и буквально "родиться заново" при появлении каких-то технических средств, помогающих ее реализовать либо проверить. Например, детекторы на дрейфовых камерах начали эффективно развиваться только тогда, когда стало возможным создать сложную электронику для регистрации событий и быстрые процессоры для обработки данных в режиме "on-line".

Развитие методов физических исследований на различных этапах стимулировалось различными техническими достижениями. Можно с уверенностью сказать, что в настоящее время таким мощным техническим стимулом, определяющим прогресс в различных научных исследованиях, является интенсивное развитие микроэлектроники. Именно поэтому сегодня уместна формулировка: "физик должен знать, чего он может хотеть при сегодняшнем состоянии микроэлектронной базы и что он может позволить себе захотеть завтра, интерполируя темпы и направление ее развития". Можно отметить еще, что эта формулировка не остерегаящая, а скорее подбадривающая, т.к. новые возможности, открываемые микроэлектроникой в физическом эксперименте, еще не до конца осознаны, тем более использованы. Чаще всего они временно скрыты обстоятельствами не принципиально важными, хотя и порой определяющими ход дела (дефицитность, трудность в изучении и освоении новой техники, кризис в программном обеспечении, различные "психологические барьеры" и другие комплексы).

Попытка проследить тенденции в развитии системы автоматизации крупной физической установки на примере ускорительно-накопительного комплекса в области модификации его структуры, изменения интерфейсной и приборной базы, совершенствования программного обеспечения, отработки опыта наладки и эксплуатации большого количества оборудования составляет предмет данного сообщения. Такой анализ представляется полезным для синтеза идеологии последующего развития.

Конструктив

Появление стандарта КАМАК для целей автоматизации управления ускорителями - история интересная и, по-видимому, имеющая содержательное развитие в настоящее время.

Системы управления крупными ускорительно-накопительными комплексами ВЭПП-2М и ВЭПП-4 в ИЯФ СО АН СССР /1/, реализованные в период с 1972 по 1978 гг., имели основным конструктивом стандарт "ВИШНЯ". Модули управления и измерения, собранные на интегральных компонентах с малой степенью интеграции, вполне пропорционально вписывались в эти громоздкие конструктивы. Каждый модуль подключается в систему при помощи последовательной линии передачи данных через систему магистральных станций. Специальный блок - диспетчер, расположенный рядом с ЭВМ, производит двустороннюю (запись/чтение) передачу данных, осуществляя выбор адресов на магистральных станциях при помощи специальных кодовых посылок, по-

меченных признаком адреса. Система гальванически разделена посредством импульсных трансформаторов и отличается высокой надежностью и помехоустойчивостью /2/.

Необходимость увеличения числа каналов измерения и управления, а также усложнение функций системы и временной диаграммы взаимодействия различных узлов заставило ввести в систему два важных усовершенствования:

- была разработана развитая система прерывания с обратной иерархией, реализованная на основе регистров прерывания с введением в операционную систему функций обработки запросов;

- были разработаны автономные функциональные узлы (АФУ) /3/, осуществляющие по жесткой программе многоканальное измерение либо управление большим числом (до 64) параметров физического комплекса. Следует отметить, что создание АФУ стало возможным при появлении схем средней степени интеграции (СИС). Это же обстоятельство позволило ввести в состав АФУ буферную память объемом до 128 слов и тем самым реализовать на этом этапе идею распределений функциональной памяти. При этом ЭВМ, обращаясь к блоку АФУ, записывает или считывает блоки данных с высокой скоростью в режиме прямого доступа. Следует отметить высокую эффективность такой организации. На базе АФУ реализована система управления комплекса ВЭШ-4, включающая 4000 точек измерения и 2500 точек управления различными параметрами установки. Система включает в себя до 200 АФУ различного функционального назначения. Несмотря на удачную организацию АФУ следует признать, что это решение - тупик эволюции подобных устройств по следующим признакам: трудности в организации управления устройствами по гибкой программе; необходимость разработки серии блоков специального назначения; конструктив не модульный и поэтому затруднен доступ, ремонт и полное тестирование блока. Стало очевидно, что для создания развитых систем необходимо использовать модульный конструктив, где могут быть размещены стандартные измерительные и управляющие блоки, конфигурация соединения и функционирования которых может быть программно задана, которые подлежат легкой замене, тестированию, ремонту и подсоединению в систему. В качестве такого конструктива был выбран стандарт КАМАК /4/.

Можно задать резонный вопрос: а разве не очевидны были преимущества стандарта КАМАК раньше, разве к этому времени стандарт КАМАК не использовался широко в системах регистрации физических исследований в ряде лабораторий страны? Почему же разработчики систем управления крупными физическими установками в Москве и в Ленинграде, в Дубне, Серпухове и Новосибирске не разглядели привлекательных возможностей этого международного стандарта еще до того, как он стал стандартом союзным. На это можно ответить коротко: "каждому овощу свое время". А настало ли сейчас время именно этому "овощу" или за истекшее время появилась разумная альтернатива - это вопрос, на который и предстоит ответить:

- Прежде всего действительно существенно, что промышленное производство конструктивов КАМАК освоено только в последние 3-4 года.

- Для реального применения КАМАК'а в системах управления было необходимо разработать большую номенклатуру модулей со специфическими функциями, адекватными этим новым задачам. Традиционная номенклатура модулей КАМАК, рассчитанная на задачи регистрации и сбора экспериментальных данных, не приспособлена для организации управляющей структуры.

- Главным, пожалуй, является следующее обстоятельство. КАМАК 70-х годов был реализован на микроэлектронных компонентах малой и средней степени интеграции и построенные на их основе модули могли выполнять ограниченный круг функциональных задач. Таким образом, в крайте невозможно было разместить набор аппаратуры, который по выполняемым функциям оправдывал бы те затраты на сам конструктив и вспомогательные системные модули, которые в КАМАК'е весьма ощутимы.

Это элементарно нерентабельно. Весьма существенно и то, что в 70-х годах у нас не было мини-ЭВМ, и присоединение большого количества крейтов к центральной ЭВМ представлялось бы серьезной проблемой. Тем более, что принятый стандарт соединения крейтов EUR-4500, который способен обеспечить незатейливое "реальное время" систем регистрации, не мог бы эффективно обслужить системы управления с их сложной временной диаграммой сбора/выдачи данных.

- Что касается программирования подобных систем, то наличие программно управляемых модулей без распределенного системного интеллекта - это, пожалуй, не достоинство, а существенное затруднение при проектировании централизованной системы управления. Количество "реверансов" в системе передачи данных настолько велико, что даже при наличии мини-ЭВМ, работающей на 3-5 крейтов, передавать данные в реальном масштабе времени практически некогда.

Вывод из перечисленного таков: КАМАК как стандарт для систем управления становится целесообразным тогда, когда микроэлектронная база, парк мини-ЭВМ и идеологическое осмысление динамики управляющей структуры достигают определенного уровня. Можно сказать, что сегодня этот уровень еще вполне не достигнут (включая и опыт зарубежных лабораторий). Поэтому видно, что "футурология" о "расцвете" и "закате" КАМАК'а должна подкрепляться не столько количеством производимых крейтов и модулей, сколько тем несомненным обстоятельством, что развитие микроэлектроники, микропроцессоров и мини-ЭВМ дадут, наконец, возможность создать для конструктива КАМАК адекватную "начинку", оптимально соединить его в систему и использовать с полной эффективностью. Столь подробные рассуждения - отнюдь не попытка защитить КАМАК в чистом виде, а попытка проследить связь между развивающейся элементной базой и возможностями принятого стандарта. Очевидно, такой анализ полезен и для любого другого из обсуждаемых разработчиками стандартов.

Это касается и модификации КАМАК'а (имеется в виду COMPEX)/5/. Этот стандарт очень логично ликвидирует многие исторические ограничения КАМАК'а, существенно расширяет его возможности и позволяет вполне оптимально использовать нарастающую мощность измерительных и вычислительных средств. Внедрение этого стандарта должно пройти безболезненно и по мере необходимости.

Системные блоки и модули

Прежде всего, о контроллерах. На первом этапе для включения крейтов КАМАК в систему управления ВЭП-4 были разработаны контроллеры, присоединяемые посредством принятой в ИЯФ последовательной системы связи к ЭВМ "Одра". Уже тогда, в 1978 г., была осознана необходимость освободить центральную ЭВМ от утомительной процедуры обмена бесконечными NAF-ами. В этих контроллерах, которые используются на комплексе ВЭП-4 и сегодня, заложена оперативная память, в которую записаны заранее подготовленные цепочки NAF - инструкций, инициируемые либо сигналом прерывания от модуля, либо командой от центральной ЭВМ /6/. В дальнейшем при увеличении функций аппаратуры в крейте проявилась необходимость сделать его более автономным. Был разработан программируемый контроллер ПКК /7/. Контроллер реализован на микропроцессорных компонентах, имеет оперативную память 1к 16 разрядных слов и собственную систему команд. Контроллер загружается от центральной ЭВМ и способен организовать в крейте функционально-законченную систему для обслуживания отдельных элементов комплекса. КАМАК при этом вписался в действующую структуру управления установки ВЭП-4, и это помогло оперативно ввести ряд новых функций по измерению и управлению.

Это были контроллеры первого поколения, в которых отсутствует важнейшее качество для больших управляющих структур - системный интеллект. При этом вся подготовка и размещение рабочей программы в контроллере происходит в централь-

ной ЭВМ, и любое изменение конфигурации либо режима функционирования аппаратуры вызывает серьезную озабоченность центрального процессора. Об этой важной особенности будет упомянуто ниже.

В это же время в Институте развивались системы управления на базе мини-ЭВМ "Электроника 100/25" и микро-ЭВМ "Электроника-60". Была принята достаточно традиционная архитектура иерархического типа с ЭВМ "Электроника 100/25" на верхнем уровне и "Электроника-60", обслуживающими группу крейтов, - на нижнем уровне. Для соединения ЭВМ была разработана быстрая последовательная линия связи, реализующая стандартный для операционной системы RSX-11M интерфейс типа DL. Были разработаны ординарный (типа JCS-11) и программируемый (с ОЗУ для загрузки NAF - инструкций и с прямым доступом) контроллеры.

В настоящее время разрабатывается ряд системных модулей, завершающих эту архитектуру:

- Многофункциональный последовательный интерфейс, в котором на микропрограммном уровне реализовано 4 программных и 4 DMA-канала. Это дает возможность нескольким драйверам работать на одну физическую линию.

- Оперативная память объемом 512 Кбайт для реализации "квазидисков". Плата занимает двойную ширину в стандарте ЭВМ "Электроника-60", имеет коррекцию одинарного и регистрацию двойного сбоя. Разработана плата драйвера памяти. Для расширения ОЗУ ЭВМ "Электроника 100/25" реализован полный конвертор U-BUS - Q-BUS.

Казалось, что налицо все признаки благополучия: микро-ЭВМ расположены рядом с аппаратурой, ее не трудно разместить прямо в крейт-контроллер (такой контроллер на базе серии 1801 сейчас создается), интенсивные потоки информации демпфируются буферными ЗУ, встроенными в КАМАК-модуль (об этом в разделе "Аппаратура"), однако счастливой эпохи в жизни систем управления не наступило. Стали очевидными главные трудности, определяющие законы жизни больших управляющих систем, - несовершенство программного обеспечения. Этот кризис плохо виден, пока существует централизованное управление (т.е. централизованная подготовка и генерация рабочих программ от единой ЭВМ). Когда же была сделана механическая попытка расширить систему простым размещением спутниковых ЭВМ, то выяснилось, что при существующем системном матобеспечении этим периферийным ЭВМ нет работы. Сейчас написаны программы-драйверы для работы с центральной ЭВМ в режиме "прозрачности" "Электроники-60", организована центральная загрузка этих ЭВМ, на основе драйвера линии связи разработан пакет подпрограмм для обмена данными между машинами, и даже реализован доступ к файлам из программ "Электроники-60". Однако все это - средства связи аппаратуры с центральным процессором, который и ведет всю работу. Попытки наладить распределенный системный интеллект, разместив по идеологии DEC на периферийных ЭВМ операционную систему RSX-11S, пока не приводят к положительному результату.

По-видимому, урезая и модифицируя, удастся втиснуть ее в "Электронику-60". Но уже сейчас видно, что эта неуклюжая система, рассчитанная совсем для другого типа и ритма работы, не обеспечивает реального времени на нижнем уровне. Система потеряла главное качество - мобильность. Сейчас все зависит от усилий системных программистов, которые все не решаются признать тот очевидный факт, что для систем управления нужно решиться на создание специализированной операционной системы (как это признали и сделали, например, в ЦЕРНе), обеспечивающей динамическое размещение рабочих программ заданных в объектном виде центральной ЭВМ. Только такой ход позволит реализовать географическое и функциональное единство управляющего комплекса и обеспечить выполнение масштаба реального времени процессов управления.

Сейчас в ИЯФ создаются контроллеры второго поколения, включающие в себя микро-ЭВМ. Это — контроллер ПКК-2, реализованный на серии I804. Контроллер работает в командах ЭВМ ODRA и, благодаря аппаратным средствам для организации виртуальной памяти, хорошо приспособлен для динамического размещения рабочих программ. Процессор обладает высоким быстродействием (10^6 операций типа регистр/регистр в сек) и памятью 64К 24-разрядных слов. Подготовка программ для него осуществляется на ЭВМ ODRA. Для крейтов, работающих с СМ ЭВМ, разрабатывается контроллер на серии I801. Это — базовая микропроцессорная серия ЭВМ Электроника ИЦ-80-ОЦД. Эта модель работает в системе команд СМ.

Для действующих систем разработан контроллер типа УСС-11 и драйвер в стандарте "Электроника-60", который обеспечивает подключение по быстрой последовательной магистрали с гальванической развязкой до 6 таких контроллеров. В условиях работы при большом уровне помех и территориальной разнесенности крейтов до 200 м такой способ соединения представляется перспективным /8/.

Таким образом, тенденция в создании интеллектуальных контроллеров очевидна — это микропроцессорные модели, реализованные в системе команд центральных ЭВМ и способные нести системный интеллект, если будут созданы адекватные операционные системы.

Аппаратура

Использование стандарта КАМАК в современных системах управления и измерения на больших физических установках ставит перед разработчиками сложную задачу по созданию качественно новых измерительных и управляющих модулей. В настоящее время создается аппаратура нового поколения, существенно отличающаяся от той, для которой в 70-х годах были выработаны традиционные конфигурации систем, функциональные рамки модулей, приемы таймирования, тестирования и калибровки аппаратуры. Возросли требования к метрологическим параметрам модулей, увеличились скорости обработки и передачи данных.

Для решения многообразных задач в управляющих системах должны быть специально разработаны многоканальные КАМАК-модули для массового контроля и управления такими параметрами, как вакуум, температура, позиционные датчики и регистры в системах блокировки и сигнализации, измерители мгновенных значений импульсных сигналов, генераторы временных интервалов, специализированные измерители всякого рода неэлектрических величин.

Прогресс в элементной базе не только позволяет увеличить функциональную значимость модуля, объемы перерабатываемой информации, но и требует качественно новому подходить к структуре и схемным решениям в измерительных системах. Только такой подход позволит оптимально использовать возросшие вычислительные возможности ЭВМ в составе современных систем автоматизации.

Одна из особенностей современной управляющей системы — интенсивные потоки данных в реальном масштабе времени работы физической установки. Решение проблемы реального времени во многом зависит от выбора оптимальной структуры самой измерительной системы в крейте. Например, при многоканальных измерениях чаще всего приходится регистрировать данные, не дожидаясь обработки прерывания. Это может быть продиктовано либо метрологическими причинами, либо работой в условиях синхротронных наводок, либо импульсным характером измеряемых процессов. В большинстве случаев эта проблема решается постановкой непосредственно в измерительный блок буферных ЗУ, синхронизируемых либо измерительным циклом, либо внешним аппаратным таймером. Однако такое решение целесообразно не только в тех случаях, когда скорость накопления данных ограничивается КАМАК-циклом. В измерительных устройствах с меньшим быстродействием, где, например, для аппарат-

ного подавления помехи 50 Гц осуществляется привязка измерительных циклов к фазе сети, наличие внутренней памяти позволяет в автономном режиме, без участия ЭВМ, осуществить полный цикл многоканальных измерений. Особенность этих устройств состоит в том, что управление аналоговыми коммутаторами, как правило, осуществляется по разьему на передней панели непосредственно от АЦП. Образуется многоканальная, программно управляемая (переключаются диапазоны и режимы работы) измерительная аппаратура, обеспечивающая реальный темп работы системы /9/.

Другим примером подобной автономной измерительной системы является быстрый спектрометрический преобразователь, который совместно с инкрементным ЭУ образует комплекс, работающий вне временных ограничений КАМАК – команд или системы связи с ЭВМ.

Таким образом, оптимальные аппаратные решения по организации автономных измерительных узлов позволяют решить задачу многоканальных измерений с регистрацией огромного информационного потока данных от физической установки.

Традиционная номенклатура модулей КАМАК существенно дополняется в последнее время блоками, целесообразно предназначенными для использования в системах управления. Метрологические характеристики, помехозащищенность и динамический диапазон этих блоков должны быть адекватны требованию высоких точностей в прецизионных измерительных и управляющих контурах.

Важное место в этой номенклатуре занимают прецизионные аналогоцифровые преобразователи, как правило, имеющие "плавающий" измерительный узел для организации трехпроводного контура. Гальваническая развязка осуществляется в них при помощи оптронов или специальных малоемкостных трансформаторов.

При разработке цифро-аналоговых преобразователей высокой точности особо актуальна гальваническая развязка аналоговой и цифровой частей прибора. При этом сопряжение приборов, размещенных в КАМАК-модулях, с мощными объектами регулирования, для которых вырабатываются обычно опорные сигналы, может быть оптимально решено применением ЦАП, построенных на принципе широтно-импульсной модуляции (ШИМ). Этот принцип, позволяющий получить точности преобразования, недостижимые при традиционных методах с использованием резистивных матриц, удобен еще и тем, что широтно-импульсный сигнал легко передается по длинной трассе, обеспечивая возможность трансформаторной (или оптронной) развязки с аналоговым узлом /10/.

Распределение вычислительных средств до уровня приборного интерфейса в современных измерительно-управляющих системах позволяет реализовать качественно новые принципы при проектировании измерительной аппаратуры в стандарте КАМАК. Использование встроенных микропроцессоров, характерное для автономных измерительных приборов, осциллографов и генераторов, вряд ли сейчас целесообразно при проектировании отдельных измерительных КАМАК-модулей. Однако уже сейчас целесообразно производить периодическую калибровку, измерение коэффициентов передачи, регистрацию дрейфов для последующей коррекции коэффициентов и нормировки результатов измерения при помощи интеллектуальных контроллеров или мини-ЭВМ. Это позволяет снизить аппаратные затраты, уменьшить общее количество прецизионных узлов и компонентов в измерительном модуле. Осознание и анализ таких возможностей есть часть процесса перестройки психологии разработчика на этапе создания новой аппаратуры в КАМАКе.

Следует отметить, что широкое использование в измерительных модулях запоминающих устройств и программирование режимов работы модуля приводят к необходимости иметь аппаратные средства, встроенные в модуль, для тестирования, контроля статусных регистров и оперативной проверки их работоспособности в со-

стае работающей системы. Недооценка значимости этих вспомогательных средств может существенно затруднить эксплуатацию больших управляющих систем.

При создании массовой радиоэлектронной аппаратуры для больших физических установок, какими являются УНК, весьма актуальной является забота о массовой настройке, тестировании и диагностике сложных модулей в стандарте КАМАК. В ИЯФ, на базе разработанных средств автоматизации, созданы специальные стенды для настройки различного КАМАК оборудования. Достоинство таких стендов не только в том, что они обеспечивают производственную настройку большого количества модулей, но и в том, что при этом решаются качественно новые задачи:

- проверка динамических параметров модулей;
- тестирование устройств с большим объемом буферной памяти;
- исчерпывающий контроль всех функций блока в различных режимах;
- проверка реальной конфигурации управляющей системы на действующей модели;

- отработка рабочих программ на макете в реальном масштабе времени.

Можно сделать вывод, что комплексные средства автоматизации научного эксперимента на базе новой техники позволяют не только создавать большие управляющие и регистрирующие системы, но и являются реальным инструментом массового воспроизводства аппаратуры для таких систем.

Таким образом, характерные тенденции при создании современной измерительной и управляющей аппаратуры состоят в следующем:

- усложнение функций и аппаратной структуры модулей;
- повышение метрологических параметров устройств;
- развитие средств программного управления режимами и параметрами модулей;
- увеличение объема буферной памяти в модулях;
- увеличение скорости обработки данных и, соответственно, потоков информации модуль-система.

Реализация этих тенденций связана с решением ряда комплексных проблем. К ним относится проблема энергопотребления в модулях, рациональной организации структуры прибора, ориентированной на автономные вычислительные средства, разработка приемов оперативной калибровки и программного контроля модулей. Эти проблемы должны решаться как на уровне проектирования измерительных и управляющих модулей, так и при определении конкретной конфигурации системных средств при взаимодействии измерительной системы с ЭВМ.

Проблемы разработки унифицированного набора измерительных и управляющих средств нового поколения постепенно разрешаются возрастающим уровнем технологии производства интегральных схем. Появление измерительных устройств, совмещенных с мультиплексорными и интерфейсными средствами, позволит найти гармонию между функциональными задачами модулей и определенными ограничениями конструктива КАМАК.

Программы

Очень важной составной частью в общей системе управления УНК является программное обеспечение. Развитие аппаратных средств управления, появление в больших количествах новых типов ЭВМ предъявляют повышенные требования к программному обеспечению. К сожалению, в трудах различных конференций и семинаров рассматриваются, как правило, только частные проблемы управления УНК, тогда как задача управления должна решаться комплексно, в полном объеме /11, 12/.

Для рассмотрения существа вопроса исходным материалом может служить система управления УНК ВЭП-4 в ИЯФ СО АН СССР, реализованная на ЭВМ серии ODR. Система работает с 1976 года и отличается высокими эксплуатационными качест-

вами /13/. Рассмотрим требования, предъявляемые к операционной системе. Кроме таких традиционных параметров, как надежность, достаточное быстродействие, защищенность программ и данных, экспериментальный характер установок предъявляют к системе управления специфические требования. В первую очередь, это высокая гибкость системы, что диктуется большим количеством задач, решаемых на УНК. Следующее требование – обеспечение ведущей роли оператора. Необходимо создать аппаратные и программные средства, позволяющие оператору в произвольные моменты менять ход управляющих процессов в нужном направлении. Наконец, доступность системы и удобство использования ее являются тем обстоятельством, которое позволит обслуживать комплекс большому количеству людей различной квалификации.

Удовлетворить этим требованиям, и, особенно требованию гибкости системы, можно, написав большое количество программ, что не под силу небольшому количеству программистов. Было принято решение привлечь к написанию управляющих программ физиков и инженеров, работающих на комплексе, хорошо знающих специфику управления ускорителем. Задача небольшого количества системных программистов состоит в том, чтобы предоставить в их распоряжение простой и удобный инструмент для создания таких программ. Таким инструментом стала специализированная ОС, быстрый транслятор с языка высокого уровня типа Фортран, библиотека, включающая подпрограммы работы с устройствами управления, и подпрограммы, реализующие специальные функции управления, заложенные в ОС.

В развитии программного обеспечения системы управления УНК ВЭПП-4 можно выделить три этапа. На первом этапе было реализовано превращение системы из однотерминальной в многотерминальную, что потребовало серьезной переделки ОС. Этот этап был завершен к 1978 году. Следующий этап – это создание архивной ЭВМ, к которой через специально разработанный мультиплексор и систему связи подключены остальные управляющие ЭВМ. Это заставило включить в ОС специальные средства, позволяющие осуществлять загрузку программ в оперативную память с дисков и магнитных лент архивной машины. Было написано несколько сервисных программ, осуществляющих обмен файлами между собственной внешней памятью управляющей ЭВМ и магнитными лентами и дисками архивной ЭВМ. Этот этап завершен в основном к августу 1982 года /14/. Третий этап характеризует состояние системы в настоящее время. Необходимость этого этапа обусловлена появлением и широким развитием аппаратуры управления в стандарте КАМАК. Контроллеры первого поколения, особенно ПКК-1, подтверждают правильность тезиса о необходимости размещения интеллекта в крейте. Сейчас на комплексе ВЭПП-4 работает несколько систем с крейт-контроллерами ПКК-1:

- система наблюдения за пучком в транспортных каналах, которая работает полностью в автономном режиме, опрашивает вторично-эмиссионные датчики, обрабатывает полученную информацию и выводит результаты на цветной дисплей;

- система измерения светимости пучков и частот бетатронных колебаний, где большую часть работы выполняет программа в крейт-контроллере;

- система оперативной связи между ЭВМ УНК ВЭПП-4, в которой использование части оперативной памяти контроллера в качестве буфера для информации позволило исключить жесткую временную синхронизацию при обмене данными. Для программирования крейт-контроллера был написан кросс-ассемблер на ЭВМ ODRA. Создание языка высокого уровня для таких контроллеров представляется нецелесообразным, т.к. ограниченный набор команд и малая память не позволяют изготовить эффективную программу.

Как уже упоминалось выше, сейчас разрабатывается контроллер в командах ЭВМ ODRA I325. Создание программного обеспечения для него является сейчас основной задачей системных программистов. Рассматриваются два варианта ОС для контроллера:

- создание генератора ОС, который позволит изготавливать ОС, ориентированную на конфигурацию данного крейта, что даст возможность с максимальной эффективностью использовать оборудование крейта;

- создание операционной системы, для которой память крейт-контроллера будет, с точки зрения пользователя, продолжением памяти основной управляющей ЭВМ.

И тот, и другой вариант потребует разработки простого протокола обмена между программами в основной ЭВМ и в крейт-контроллерах.

Основной сложностью при реализации всех трех этапов развития системной части программного обеспечения является то условие, чтобы модификации ОС не приводили к необходимости менять или переписывать весь громадный набор управляющих программ. Следует иметь в виду, что программное обеспечение непрерывно находится в состоянии развития, и небольшие изменения в ОС вносятся по мере формулировки соответствующих требований со стороны физиков и инженеров. Например, сейчас на УНК ВЭПП-4 работает 18-я версия системы. Выше уже упоминалось о трудностях с программным обеспечением ЭВМ серии СМ и "Электроника". Попробуем представить себе причины этого.

Программное обеспечение этих ЭВМ сразу дало в распоряжение пользователя мощные универсальные ОС типа RT-4, RSX-11 M и RSX-11S. Использование этих систем позволило на начальном этапе очень быстро освоить новые ЭВМ и путем создания сравнительно небольших по объему дополнительных средств применить их в системах управления установками. Эксплуатация таких систем показала, что основная трудность состоит в излишней универсальности ОС. Опыт наладки транспортного канала пучка для накопителя "Пламя" в ИАЭ им. Курчатова позволяет сформулировать следующие недостатки программного обеспечения:

- Большое количество директив операционной системы (38) и их сложная структура затрудняет оперативное использование возможностей ЭВМ.

- Из-за большой общности трансляторов время изготовления программы очень велико. Например, для программы на Фортране из 50 строк время трансляции составляет 15 с, время сборки - 45 с. Это сильно увеличивает время отладки программ.

- Программы, транслируемые с языка Фортран, имеют слишком большой размер, требуют большого объема памяти. К примеру, программа из одного оператора END занимает 5К.

- Применение в периферийных машинах "Электроника-60" системы RSX-11S отнимает много памяти (система занимает 10К) и увеличивает время обработки прерывания (реакции на LAM составляет 6 мс, что нельзя считать удовлетворительным).

С аналогичными проблемами сталкиваются и другие пользователи. Можно, например, привести опыт ЦЕРНа, где была создана система связи между ЭВМ PDP-II, названная OMNET. При этом сознательно не использовалась система DECNET, основными недостатками которой названы большие накладные программные расходы и отсутствие быстрых последовательных линий связи /15/. Там же была разработана многозадачная и чрезвычайно гибкая ОС SMO (SMALL MACHINE ORGANISER) для ЭВМ класса PDP-II, не имеющих диспетчера памяти, и язык программирования PL-II, включающий операторы для работы с устройствами в стандарте KAMAK /16/. Интересно привести высказывание сотрудника ЦЕРНа Р.В.Добинсона относительно задач операционных систем: "...Во-первых, ОС обеспечивает общие возможности, которые не соответствуют, вообще говоря, обстановке физического эксперимента; характерный пример - в нашей системе все привязано к выстрелу SPS. Во-вторых, ОС обычно более рассчитаны для отдельного выполнения и взаимной защиты задачи, а не выполнения многих задач в согласованном режиме. Для устранения этих недостатков и защиты физиков от сложностей ОС была введена специальная

управляющая программа - SCHEDULER⁴/I5/. Следует особо отметить, что даже в системах по сбору и обработке данных физического эксперимента отказываются от универсального программного обеспечения. Тем более это справедливо для задач управления ускорителями с их высокой динамичностью. Именно в этом направлении следует приложить усилия по созданию программного обеспечения для ЭВМ серии СМ и "Электроника".

Можно предполагать два этапа в развитии программного обеспечения для ЭВМ этих серий. На первом этапе, когда ЭВМ нижнего уровня ("Электроника-60") по своей производительности существенно слабее ЭВМ верхнего уровня (СМ 4, "Электроника-100-24"), представляется целесообразным сосредоточить всю рутинную работу по обслуживанию аппаратуры в ЭВМ нижнего уровня. При этом ОС для этих ЭВМ получается весьма простой. ОС обслуживает запросы по каналу связи от управляющей ЭВМ, организует и ведет арбитраж доступа к устройствам в крейте. Программы в такой микро-ЭВМ довольно статичны, их требуется менять только при изменении конфигурации. Основные управляющие функции выполняют программы в ЭВМ верхнего уровня, и к ее программному обеспечению можно полностью отнести все требования, сформулированные выше.

С ростом производительности микро-ЭВМ ситуация становится иной. Теперь микро-ЭВМ нижнего уровня способны полностью обслужить управление отдельными узлами и целыми установками комплекса. Происходит перераспределение функций. Основные управляющие функции переходят к микро-ЭВМ нижнего уровня, а центральная ЭВМ начинает выполнять роль диспетчера, архива, ЭВМ математической поддержки. Соответственно меняются требования к программному обеспечению. Теперь уже микро-ЭВМ должны обладать гибким, легко доступным, удобным в использовании, специализированным программным обеспечением.

Таким образом, залог успеха при создании системы управления состоит в разработке удобного и простого программного обеспечения, в первую очередь для микро-ЭВМ нижнего уровня. При этом нужно руководствоваться пониманием того, что задача автоматизации ускорительных и других установок состоит прежде всего в освобождении оператора от рутинной и утомительной работы занесения сотен значений режимов элементов, от их постоянного контроля, в организации удобных измерительных процедур, в простом и понятном представлении информации. Только после этого можно приступить к оптимизации режимов установки и введению обратных связей через ЭВМ.

В заключение хотелось бы отметить, что широкое внедрение ЭВМ класса СМ и "Электроника" в автоматизацию научных исследований является фактором, который существенно меняет подход к созданию программного обеспечения для управления экспериментальными установками. Если ранее разнообразный арсенал ЭВМ, использовавшихся при автоматизации эксперимента, не способствовал объединению в области программирования, то теперь ситуация меняется. Становятся возможными самые широкие формы сотрудничества между различными лабораториями: от простого обмена информацией до совместных разработок в области системного программного обеспечения.

Л и т е р а т у р а :

1. Нифонтов В.И. Труды УП Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.П, ОИИИ, Дубна, 1981, с.318.
2. Захваткин М.Н. и др. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. т.П, "Наука", М., 1975, т.2, с.202.
3. Калинин А.С. и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, ОИИИ, Дубна, 1979, т.2, с.291.
4. Карлинер М.М., Нифонтов В.И., Орешков А.Д. Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1978, ОИЯИ.
5. Compatible extended use of the SAMAC dataway. Draft. 20th. August 1981.
6. Нифонтов В.И., Орешков А.Д., Уваров Н.П. Труды Всесоюзной конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, ИИФ СО АН СССР, 1979, с.9.
7. Аксенов Г.А. и др. Сборник трудов второго Всесоюзного симпозиума по модульным информационно-измерительным системам. Москва, ИИИ АН СССР, 1980, с.89.
8. Нифонтов В.И. и др. Препринт ИИФ, 82-90, Новосибирск, 1982.
9. Голубенко Ю.И. и др. Труды Всесоюзной конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, ИИФ СО АН СССР, 1979, с.25.
10. Заруднев Ю.В. и др. Труды Всесоюзной конференции по автоматизации научных исследований на основе применения ЭВМ. Новосибирск, ИИФ СО АН СССР, 1981, с.35.
11. Карабечков И.П. и др. Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, стр.77, М., "Наука", 1973.
12. Н.Д.Васильев и др. Труды пятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, стр.280, М., "Наука", 1977.
13. Алешаев А.Н. и др. Операционная система ЭВМ ODRA для управления электрофизическими установками в ИЯФ СО АН СССР, Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1980.
14. Алешаев А.Н. и др. Второй Всесоюзный семинар по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях (тезисы докладов). ИИФ СО АН СССР, Новосибирск, 1982, с.37.
15. R.W.Dobinson. Practical data-acquisition problems in large high-energy physics experiments, CERN, 1980.
16. Parkman, Lee OMNET-high speed data communication for PDP-II computers, CERN, 1979.

АВТОНОМНАЯ СИСТЕМА НАБЛЮДЕНИЯ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ДАТЧИКОВ

А.А.Казakov, В.А.Киселев, Э.А.Купер, В.В.Репков,
С.В.Тарарышкин, Г.М.Тумаикин, Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В настоящем докладе описывается автономная система для оперативного наблюдения за пучками электронов и позитронов в канале инжекции в бустерный накопитель ВЭШ-3 (установка "Позитрон", комплекса ВЭШ-4). Система включает в себя набор датчиков, измеряющих параметры пучков, аппаратуру съема, обработки и вывода информации. Автономность системы обеспечивается применением микро-ЭВМ и набора специальной аппаратуры (в стандарте КАМАК). Управляющая ЭВМ "Позитрона" используется только для первоначальной загрузки рабочей программы в микро-ЭВМ.

Задача автоматической стабилизации траектории пучков в канале требует одновременного измерения положения пучков во многих сечениях. Для однопролетной индикации потоков частиц за импульс $N = 10^7 + 10^{10} \text{ см}^{-2}$ необходим, таким образом, высокочувствительный датчик, практически не возмущающий пучок. Применение традиционных мониторов вторичной эмиссии с прозрачностью $\sim 99\%$ потребовало бы использования регистрирующей аппаратуры с чувствительностью по напряжению $\sim 10^{-7} \text{ В}$, при входной емкости $\sim 10^{-10} \text{ ф}$. Можно показать, однако, что реально достижимая чувствительность $\sim 10^{-5} \text{ В}$. Это противоречие разрешено путем создания микроканального датчика - МКД (рис.1).

Работа датчика основывается на регистрации вторично-эмиссионных электронов, вылетающих из тонкой алюминиевой фольги (1) и образующих, таким образом, изображение пучка. Это изображение с помощью ускоряющего напряжения переносится за пределы апертуры и усиливается на микроканальных пластинах - МКП (2). Далее оно попадает на ламельный пробник (3), сигнал с которого снимается многоканальным преобразователем.

Корпус датчика (4), изготовленный из 10-мм латуни, составляет единый объем с вакуумной камерой (5) и выполняет функцию электромагнитного экрана от внешних импульсных полей, а также защищает МКП от фоновых потоков частиц.

Расположенная на пути пучка 2-мкм фольга при энергии падающего пучка $E = 400 \text{ МэВ}$ является прозрачной для него, и суммарное увеличение эмиттанса пучка на пяти фольгах составляет $\sim 10\%$. При толщине фольги $0,54 \text{ мг.см}^{-2}$ основную часть спектра ($\sim 99\%$) вторичных электронов составляют частицы с энергией $E = 3+6 \text{ эВ}$, поэтому для перенесения изображения пучка с фольги на МКП, расположенной на расстоянии 50 мм, достаточно приложить потенциал $U_1 \approx -15 \text{ кВ}$. Распыление изображения при этом составляет величину $\leq 0,5 \text{ мм}$.

Форма электродов (6,7), формирующих ускоряющее поле, выбиралась численным моделированием. Допускалась неоднородность поля $\sim 3\%$ при смещении центра пучка в пределах $\pm 15 \text{ мм}$. Точность расчета проверялась сравнением гистограмм распределения плотности в пучке, полученных с МКД, и расположенного рядом сеточного фотометра. В пределах точности измерения они совпадали.

Для усиления потока ускоренных таким образом электронов применяется микроканальная пластина $43 \times 63 \text{ мм}^2$, толщиной 0,5 мм, диаметром каналов 14 мкм,

расположенных под углом 6° к плоскости пластины. Характеристики таких пластин хорошо известны /1-3/. Особенностью использования МКП в данной системе является импульсный режим работы, когда плотность выходного тока, в данном случае до 50 mA/cm^2 при длительности импульса $\tau \approx 1 \text{ нс}$, на несколько порядков превосходит плотность тока в режиме усиления постоянного тока. Частота следования импульсов в таком режиме не должна превышать определенной величины, задаваемой временем рассасывания накапливаемого на стенках каналов заряда. Коэффициент усиления пластины плавно регулируется изменением напряжения $U_2 \approx -1500 \text{ В}$ управляемым в/в источником.

Усиленное изображение пучка на выходе МКП (образованное электронами с энергией $E = 5.18 \text{ эВ}$) напряжением $U_3 = -600 \text{ В}$ переносится на ламельный пробник (3), расположенный на расстоянии 3 мм от МКП. Пробник состоит из медных полосок шириной 1 мм, натянутых с шагом 2 мм в двух взаимоперпендикулярных плоскостях по 15 в каждой. Ламели подключаются ко входу рядом расположенного многоканального преобразователя ИПШ.

Преобразователь имеет 2 дистанционно переключаемых диапазона чувствительности по заряду: $4 \cdot 10^{-15} + 4 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}$ и $2 \cdot 10^{-13} + 2 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$, что обеспечивает широкий динамический диапазон измеряемых токов пучка. ИПШ включает в себя 32-канальное аналоговое ЗУ, коммутатор, 10-разрядный АЦП, буферное ЗУ и станцию связи для ввода цифровой информации в ЭВМ.

Для настройки проводки пучка в накопителе ВЭШ-3 в систему кроме МКП-датчиков включены две ионизационные камеры. Они размещаются в вакуумно-плотном кармане и могут вводиться в апертуру накопителя, обеспечивая измерение положения и формы пучка в месте инжекции и после первого оборота. Конструктивно камеры выполнены в виде двух повернутых друг относительно друга на 90° сеток из 10-мкм проволочек, натянутых с шагом 2 мм на рамку из стеклотекстолита. Между сетками располагается фольговый коллектор. Чувствительность камер, работающих в атмосфере воздуха при напряжении на проволочках относительно коллектора 600 В, позволяет получить распределение плотности в пучке при количестве частиц за импульс $N \geq 5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Камера работает совместно с упомянутым выше преобразователем ИПШ.

Опрос, обработка и вывод информации с датчиков осуществляется периферийной микро-ЭВМ, роль которой исполняет программируемый крейт-контроллер (ПКК) с оперативной памятью 1к слов /4/. На рис.2 приведена конфигурация используемой аппаратуры. Она включает помимо ПКК блок памяти (ЗУ) на 4К слов, интерфейс для ввода информации от ИПШ в крейт, регистр прерываний для синхронизации моментов опроса ИПШ и пролета пучка в канале, блок вывода обработанных данных на цветной графический дисплей. Рабочая для ПКК программа имеет объем, превышающий емкость его памяти, поэтому блок ЗУ используется не только для хранения данных, но и для хранения самой программы. Последняя работает в так называемом оверлейном режиме, когда нужный ее фрагмент извлекается из ЗУ в ПКК, обрабатывается и заменяется очередным фрагментом. На рис.3 показаны распределение плотности пучка по Z и X и его траектория, отображенные на экране цветного дисплея.

Созданная система позволила проводить оперативные измерения параметров поперечных фазовых эллипсов методом, калиброванная линза - датчик, быстро оптимизировать режим канала с целью согласования эмиттанса пучка с аксептансом накопительной дорожки ВЭШ-3, следить в каждом выстреле за состоянием траектории пучка в канале и на впуске, осуществляя при необходимости ее коррекцию.

Л и т е р а т у р а :

1. Брагин Б.Н. и др. ПТЭ, № 1, 192, 1975.
2. Wiza J.L. Nucl.Instr. and Meth., 1979, 162, p.587.
3. Леонов Н.Б. и др. ПТЭ, № 1, 193, 1980.
4. Аксенов Г.А. и др. В кн.: Сборник трудов второго Всесоюзного симпозиума по модульным информационно-измерительным системам. ИЯИ АН СССР, М., 1980, с.89.

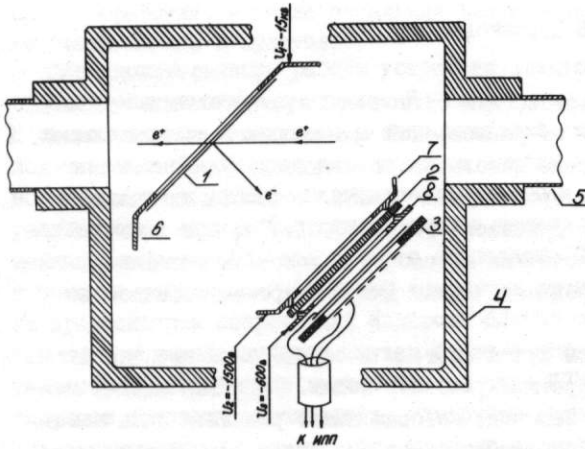


Рис. 1. Микроканальный датчик. 1 - фольга, 2 - микроканальная пластина, 3 - ламельный пробник, 4 - корпус датчика, 5 - вакуумная камера, 6,7 - формирующие электроды.

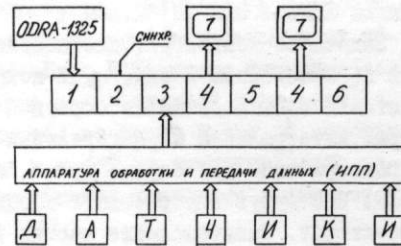


Рис. 2. Конфигурация автономной системы. 1 - интерфейс КАМАК-ОДРА 1325, 2 - регистр прерываний, 3 - интерфейс КАМАК-ИПП, 4 - блок ЦДР, 5 - память 4К слов, 6 - ПЧК, 7 - цветной графический дисплей.

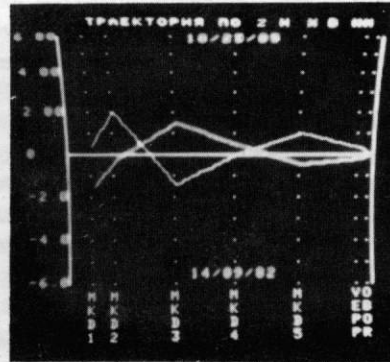
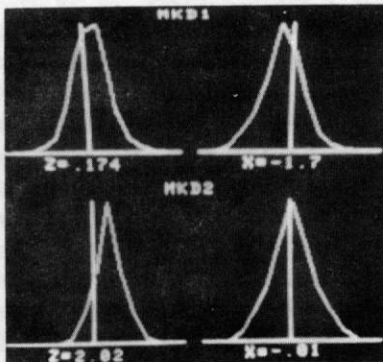


Рис. 3. Распределение плотности пучка по Z и X и его траектория.

ДИАГНОСТИКА ПУЧКА В КАНАЛЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ

А.С.Калинин, Е.Б.Левичев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

М.М.Саморуков, Ю.Л.Юпинов

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

В работе описывается система диагностики одиночного пучка, измеряющая пиковый ток, смещение центра тяжести от равновесной траектории и квадрупольный момент поперечного сечения. В системе использованы магнитоиндукционные датчики. Определение параметров пучка производится в ЭВМ. Точность измерений смещения ожидается не хуже ± 1 мм в диапазоне токов $(0, 0,1+1)$ А при длительности пучка больше 50 нс. Система рассчитана на работу в условиях радиационного фона и электромагнитных помех и предназначается для электронно-оптического канала накопителя СИ "Пламя I".

Задача бесконтактной диагностики пучка состоит в определении его параметров по измеренным в некоторых конкретных условиях полям. Подобная задача является в электродинамике обратной задачей, которая имеет решением лишь некоторые интегральные характеристики системы зарядов или токов. Рассмотрим эти характеристики для случая пучка, предполагая, что нам известно его магнитное поле. Нас будут интересовать параметры пучка в плоскости, поперечной к его траектории. Распределение частиц в этой плоскости будем считать не зависящим от продольной координаты по всей длине пучка.

Пусть пучок движется внутри проводящей трубы с радиусом, много меньшим длины пучка, параллельно ее оси. Это означает, что магнитное поле пучка будет иметь только поперечные компоненты. Представим азимутальную компоненту поля вблизи стенки трубы в виде ряда азимутальных гармоник. Такому представлению поля сопоставим представление пучка в поперечной плоскости в виде суммы мультиполей, моменты и углы поворота относительно осей координат которых получим, выразив их, соответственно, через амплитуды и фазы соответствующих гармоник поля. Для случая пучка в круглой трубе можно показать [1], что определенный таким образом дипольный момент пропорционален смещению центра тяжести сечения пучка от центра трубы, а следующие моменты зависят как от смещения, так и от формы сечения пучка. Нулевой момент, очевидно, суть полный ток пучка. Высшие моменты, характеризующие форму сечения, можно представить в более удобном для интерпретации виде. Например, квадруполь можно представить как комбинацию двух половинных токов одного и того же знака, расположенных на концах отрезка, длина и угол наклона к осям координат которого дадут в наглядном виде характеристику сечения пучка.

В описываемой системе измерение поля производится с помощью датчика, состоящего из катушек, расположенных внутри трубы равномерно по азимуту так, что их оси параллельны касательным к окружности трубы. Сигналы катушек представляют собой выборки из функции потока азимутальной компоненты магнитного поля. Гармоники этой функции можно вычислить, подвергнув совокупность выборок численному спектральному анализу. Коэффициенты пропорциональности между амплитудой гармоник и величиной моментов, имеющие смысл чувствительностей

датчика, для простых конструкций могут быть рассчитаны либо определяются экспериментально. Процедура измерения параметров пучка состоит в следующем. Сигналы катушек после обработки в электронных схемах и преобразования в цифровую форму вводятся в ЭВМ, где производится спектральный анализ, а затем по известным величинам чувствительностей вычисляются параметры пучка.

Устройство системы показано на схеме рис. I, там же приведены обозначения элементов схемы. Датчик содержит 8 катушек, сигналы которых по кабелям передаются в блок обработки, именуемый блок II, содержащий 8 идентичных каналов, каждый из которых включает в себя (считая по ходу сигнала) аттенуатор, усилитель, пиковый детектор и аналоговый запоминающий выходных сигналов детекторов. Блоки обработки, а также остальная электронная аппаратура, показанная на схеме, расположены в пультовой.

Последовательность работы устройств следующая. Генератор ГВИ выдает импульсы, синхронизованные с пучком. По этим импульсам блок БЖ запускает в блоках II схемы пиковых детекторов и запоминающих устройств, которые фиксируют величину сигналов катушек. После прохождения пучка выходы запоминающих устройств опрашиваются с помощью коммутатора КАС преобразователем АЦП и передаются в ЭВМ. Результаты обработки этих сигналов в виде таблиц и картин выводятся на дисплей. Выбор одной из четырех шкал тока пучка в диапазоне $(0, 0I+I)$ А производится оператором с помощью регистра Р, который управляет аттенуаторами по шинам УПР1. В системе предусмотрен оперативный контроль блоков обработки, при котором контрольный сигнал вырабатывается внутри блока и подается на дополнительный вход аттенуатора. Этот сигнал включается по шине УПР2. Блок БЖ, кроме формирователя запусков, содержит калибратор — источник сигнала калиброванной амплитуды, а также аттенуатор и коммутатор, которые управляются по шинам ВЫБОР. С помощью коммутатора сигнал калибратора может быть подан в любой из датчиков либо напрямую на входы любого из блоков обработки. Аттенуатор позволяет делить этот сигнал с шагом 2,5 дБ.

Калибровка чувствительностей производится с помощью двух расположенных в датчике витков, по которым пропускается ток от калибратора, имитирующий пучок. Витки расположены диаметрально противоположно относительно центра датчика на линии под углом 45° к осям координат. Это дает возможность, измерив сигналы от каждого витка, вычислить чувствительности по току, смещение по обеим координатам, квадрупольному моменту, а также смещение электрического центра от геометрического центра датчика, обусловленное разбросом чувствительностей катушек и коэффициентов передачи каналов обработки.

Процедура калибровки включает в себя также текущий контроль аппаратуры и управляющих и вычислительных программ ЭВМ.

Система подробно описана в [1], где сделан расчет датчика и рассмотрены некоторые свойства его характеристик, приводится устройство электронных схем и описаны процедуры измерения пучка и калибровки. Здесь мы осветим лишь некоторые особенности системы. (Блоки КАМАК описаны в [2]).

I. Смещение пучка от центра приводит к тому, что сигналы датчика оказываются распределенными в некотором диапазоне амплитуд относительно средней, соответствующей несмещенному пучку с данным током. Кроме того, ток прошедшего пучка может оказаться на краю установленной оператором шкалы. Все это накладывает повышенные требования на величину динамического диапазона измерителя, в нашем случае — пикового детектора. Мы применили схему пикового детектора в виде дифференциального усилителя с детектирующим диодом в цепи обратной связи. Благодаря глубокой отрицательной обратной связи напряжение отсечки детектора мало, что расширяет его динамический диапазон в область малых сигналов. Так, для прямоугольного импульса с длительностью 50 нс напряжение отсеч-

ки реальной схемы составляет 10 мВ. Это позволяет иметь достаточный для нашей задачи динамический диапазон более 30 с погрешностью детектирования порядка 1%.

2. С целью устранения нелинейности амплитудной характеристики каналов обработки при больших сигналах предполагается интерполяция характеристик степенным полиномом. Для этого характеристики измеряются в ряде точек с шагом 2,5 дБ при помощи калибратора и аттенюатора блока БЖ. По результатам измерений для каждой характеристики в ЭВМ вычисляется интерполяционный многочлен, который используется при калибровке чувствительностей и измерений пучка.

3. Важным вопросом является обеспечение помехозащищенности. Ниже в пунктах а) - в) перечислены примененные в системе способы подавления помех, одновременных с пучком. Влияние помех, существующих вне момента прохождения пучка, устраняется применением временных ворот. Отметим, что наличие временных ворот позволяет в каналах с раздачей пучков по нескольким направлениям измерять пучок какого-либо направления, вырезая с помощью ворот из последовательности сигналов датчика нужный.

а) Датчик имеет стальной кожух с помещенными внутрь катушками, который экранирует их от внешних импульсных магнитных полей. Ослабление поля к моменту прохождения пучка обеспечивается за счет скин-эффекта в стенках, толщина которых выбирается исходя из параметров поля. Экранирование апертуры кожуха, а также отверстия для выходного разъема датчика достигается с помощью запредельных патрубков нужной длины.

б) Для соединения датчика с блоком обработки применены двухпроводные симметричные кабели, которые обеспечивают малый уровень паразитных помех. Синфазные помехи подавляются на дифференциальном трансформаторе, установленном на входе аттенюатора. Жгут кабелей от датчика для уменьшения уровня помех помещен в экран.

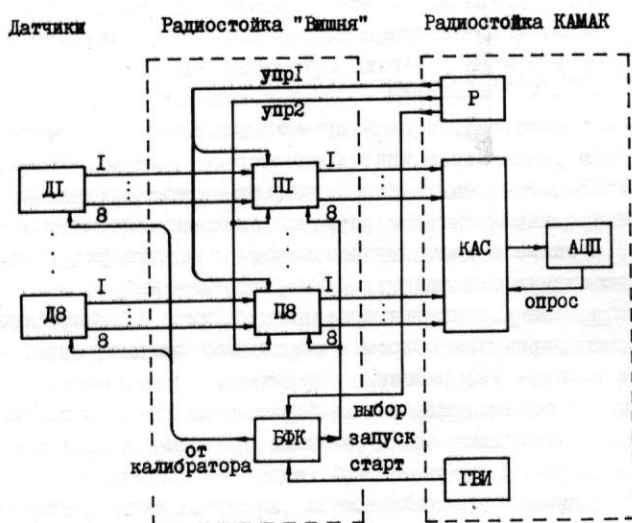
в) Для уменьшения числа частиц радиационного фона, попадающих на катушки и производящих синфазную помеху, последние окружены слоем вещества с большим атомным номером. Слой образуется стенками кожуха датчика и стенками керамического патрубка, вставленного внутрь кожуха. На поверхность патрубка нанесен проводящий слой для стекания задержанных частиц. Кроме того, этот слой экранирует катушки от электрического поля пучка, также вызывающего синфазную помеху, и демпфирует резонаторные моды полости кожуха, возбуждение которых пучком, имеющим продольную СВЧ-структуру, может вызвать искажение полезного сигнала. Радиационная стойкость датчика обеспечивается отсутствием деталей из органических материалов.

Описываемая система разрабатывалась для диагностики пучка в электронно-оптическом канале, соединяющем инжектор ЛУЭ "Факел" и малый накопитель "Пламя I", являющийся частью комплекса накопителей - источников СИ, сооружаемых в ИАЭ им. И.В. Курчатова [3]. Кроме магнитоиндукционных в канале имеются также вторичноэмиссионные сеточные датчики. Обработка и отображение информации, получаемой при помощи датчиков обоих типов, является одной из функций системы управления каналом, базирующейся на сети ЭВМ [4]. Такая организация диагностики позволяет эффективно управлять каналом, а также делает возможной автоматическую стабилизацию транспортировки пучка, что намечается реализовать в будущем.

В 1981-82 гг. был смонтирован и включен начальный участок канала. На трех магнитоиндукционных датчиках, установленных в этом участке, была проверена эффективность защиты от помех, проведены вручную процедуры калибровки и измерения пучка, опробованы некоторые подпрограммы ЭВМ, обслуживающие систему.

Л и т е р а т у р а

1. Калинин А.С. Измерение параметров пучка магнитоиндукционными датчиками. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 81-105, Новосибирск, 1981.
2. Баграков А.М., Боровиков В.М. и др. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том II, стр.298, Дубна, ОИЯИ, 1981.
3. Анашин В.В., Баклаков Б.А. и др. Там же, том I, стр.306.
4. Быхтин О.В., Голубенко Ю.И. и др. Тезисы докладов второго Всесоюзного семинара по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях, стр.117, Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1982.



Р и с.1. Функциональная схема измерительной системы.
 Д1+Д8 - датчики, П1+П8 - блоки электронной обработки,
 БФК - блок формирования и контроля, КАС - коммутатор
 аналоговых сигналов, АЦП - аналого-цифровой преобразователь,
 ГВИ - генератор временных интервалов, Р - релейный регистр.

ИСПЫТАНИЕ УСКОРЯЮЩЕЙ СЕКЦИИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ВЛЭШ

В.Е. Балакин, Ю.Г. Бамбуров, О.Н. Брежнев, А.В. Булатов, М.Н. Захваткин, Б.В. Иванов, И.В. Казарезов, В.Ф. Клеев, А.В. Кожемякин, Е.Н. Кокин, В.И. Кондратьев, Г.С. Крайнов, Г.И. Кузнецов, Д.Е. Куклин, А.Н. Лукин, А.А. Михайличенко, А.В. Новохатский, М.А. Олейников, Е.И. Похлебенин, Ю.И. Семенов, Н.А. Соляк, Н.Г. Хавин, Г.И. Яснов, Б.И. Ястреба

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Одной из задач проекта ВЛЭШ [1], разрабатываемого в нашем Институте, является создание ускоряющей структуры с темпом ускорения ~ 100 МэВ/м. Экспериментальное изучение электрической прочности одиночного резонатора линейного ускорителя 10-см диапазона показало, что достижимы поля на поверхности металла $\sim 1,5+2,0$ МВ/см [2]. В докладе изложены результаты работы, являющейся продолжением этих исследований и имевшей целью получение высокого темпа ускорения в секции линейного ускорителя ВЛЭШ.

Ускоряющая секция длиной 29 см (14 резонаторов) испытывается на специально разработанном экспериментальном стенде, схема которого приведена на рис. 1, включающем источник электронного пучка (1) ЭЛИТ-Л2 [3] и мощный генератор СВЧ 5-см диапазона (2). В максимальном режиме ускоритель ЭЛИТ-Л2 способен обеспечить на входе в СВЧ-прибор пучок электронов диаметром 1,5 см с энергией до 1,5 МэВ и током до 400 А. Рабочая длительность импульса тока $\sim 0,8$ мкс, частота повторения - до 10 Гц. В качестве генератора СВЧ используется специально разработанный в Институте мощный усилительный клистрон 5-см диапазона (2). Для передачи СВЧ-мощности от клистрона к ускоряющей секции используется вакуумный медный волновод (3) прямоугольного сечения 35x15 мм. С учетом потерь в волноводе и в соединениях мощность, подводимая к ускорительной секции, составляет ~ 10 МВт. Полная длина тракта, включая Е- и Н-повороты, составляет ~ 10 м, вакуум в волноводе $\sim 10^{-7}$ мм рт.ст. обеспечивается магниторазрядным насосом (4). Сочленение волноводов производится при помощи контактных фланцев. В качестве уплотнения и контакта используется отожженная медь. После напуска атмосферы и последующей откачки для передачи максимальной мощности волноводный тракт необходимо тренировать в течение нескольких часов. Прохождение СВЧ-мощности по волноводному тракту контролируется с помощью направленного ответвителя (5) и измерительной петли (6) в трансформаторе типа волны (7) ускоряющей секции. Конструкция экспериментального стенда допускает прогрев волноводов и ускоряющей секции до температуры $\sim 300^\circ\text{C}$. Парциальный состав остаточного газа может контролироваться омегастроном (8). Рабочий вакуум $\sim 10^{-7}$ мм рт.ст. обеспечивается двумя магниторазрядными насосами (9) типа НОРД-100.

Электронный пучок из пушки (10), ускоренный в секции, используется для измерения амплитуды ускоряющего поля. Ток инжекции ~ 2 мА обеспечивается источником (11). Длительность тока инжекции ~ 30 нс, так что подгрузка секции измерительным пучком незначительна. На выходе секции ток измеряется пробником (12) или цилиндром Фарадея (13). Для измерения энергии ускоренного пучка используется магнитный спектрометр (14) с углом поворота 90° . Отклоненный магнитным полем пучок регистрируется сцинтиллятором с ФЭУ или цилиндром Фарадея.

(15). Типичные спектры приведены на рис.2. Спектр 1 снят при малых амплитудах ускоряющего поля, он хорошо соответствует расчетному, спектр 2 получен в отсутствие измерительного пучка и является спектром автоэмиссионного тока. При увеличении ускоряющего поля вклад автоэмиссионного тока существенно возрастает и энергетический спектр электронного пучка на выходе ускоряющей секции расширяется. Спектр 3 показывает максимально достигнутую энергию ~ 16 МэВ, что соответствует темпу ускорения 55 МэВ/м. Изучение γ -фона вдоль ускоряющей секции с помощью коллимированного датчика показывает отсутствие выделенных по эмиссии мест.

Испытано три экземпляра секции, собранных по одинаковой технологии. Сборка и подготовка ускоряющей секции к тренировке производится по технологии, аналогичной [2]. После изготовления и радиотехнических измерений элементы ускоряющей структуры собираются в секцию для измерения распределения ускоряющего поля вдоль секции. После контроля качества следует окончательная сборка и пайка секции. Общий вид и разрез секции показаны на фотографии (рис.3). Тренировка ускоряющей секции начинается при вакууме $\sim 5 \cdot 10^{-7}$ мм рт.ст. В течение ~ 20 часов амплитуда ускоряющего поля секции достигает своих предельных значений. Дальнейший рост амплитуды ускоряющего поля ограничивается мощностью питающего СВЧ-генератора. В настоящее время ведутся работы по увеличению выходной мощности питающего СВЧ-генератора.

Л и т е р а т у р а

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна II-13 октября 1978 г.) т.1, стр.27, Дубна, 1979.
2. Балакин В.Е., Брежнев О.Н., Новохатский А.В., Семенов Ю.И. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. (Дубна II-13 октября 1978 г. т.1, стр.140, Дубна, 1979).
3. Балакин В.Е. и др. Генератор электронного пучка ЭЛИТ-12. IV Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Тезисы докладов, часть II, Томск, ИСЭ СО АН СССР, 1982.

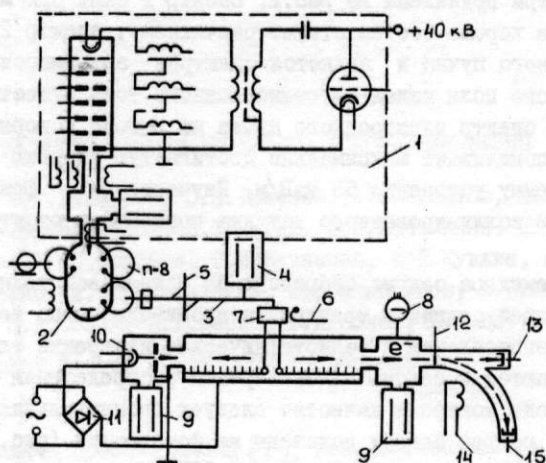


Рис.1. Экспериментальный стенд для испытания ускоряющей секции линейного ускорителя ВЛЭШ. 1 - ускоритель ЗЛИТ-12, 2 - клистрон, 3 - волноводный тракт, 4,9 - магнеторазрядные насосы, 5 - направленный ответвитель, 6 - измерительная петля, 7 - трансформатор типа волны, 8 - омегатрон, 9 - электронная пушка, 10 - блок питания пушки, 11 - пробник пучка, 12 - цилиндр Фарадея, 14 - магнитный спектрометр, 15 - цилиндр Фарадея.

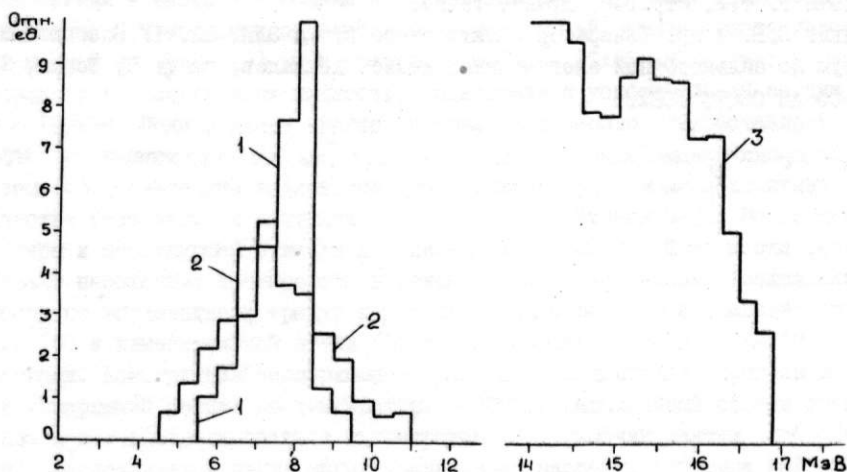


Рис.2. Энергетические спектры электронов на выходе ускоряющей секции линейного ускорителя ВЛЭШ. Спектр 1 - измерительный пучок в отсутствии автоэмиссионного тока; спектр 2 - автоэмиссионный ток; спектр 3 - измерительный пучок после тренировки ускоряющей секции.

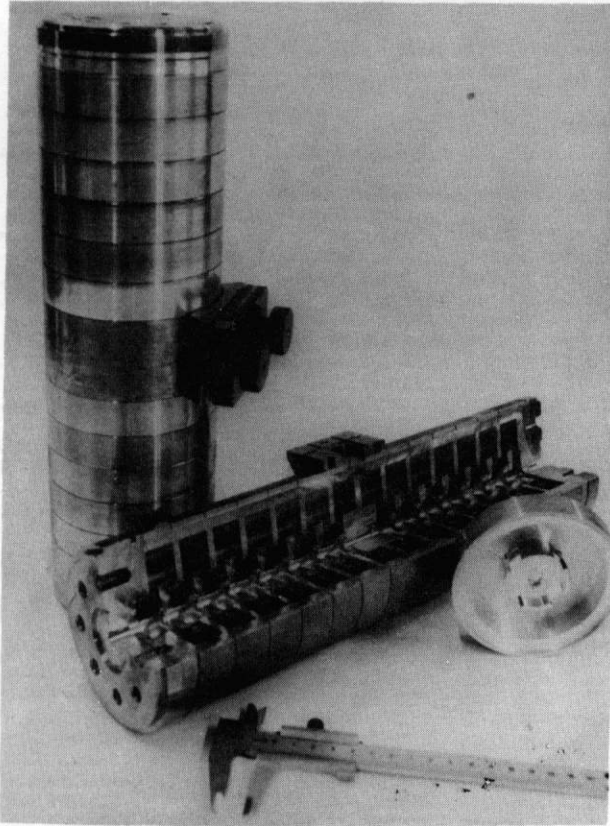


Рис.3. Общий вид и разрез экспериментальной секции.