

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
НАУЧНЫЙ СОВЕТ ПО ПРОБЛЕМАМ УСКОРЕНИЯ  
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

B381.1  
B.85

ТРУДЫ  
ТРЕТЬЕГО ВСЕСОЮЗНОГО  
СОВЕЩАНИЯ  
ПО УСКОРИТЕЛЯМ  
ЗАРЯЖЕННЫХ  
ЧАСТИЦ

*(Москва, 2—4 октября 1972 г.)*

Том I



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»  
Москва 1973

СЕССИЯ У

УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПУЧКАМИ

52. НОВАЯ УСТАНОВКА СО ВСТРЕЧНЫМИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫМИ ПУЧКАМИ ВЭПП-2М НОВОСИБИРСКОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Г.И.Будкер, В.Е.Балакин, Л.М.Барков, В.Н.Боровиков,  
И.Б.Вассерман, Э.Л.Зинин, М.М.Карлинер, И.А.Копп,  
А.А.Лившиц, А.П.Лысенко, С.И.Мишнев, В.А.Сидоров,  
А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг, Г.М.Тумайкин,  
Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР

В 1970 г. на установке ВЭПП-2 ИЯФ СО АН СССР /1/ был закончен цикл работ со встречными электрон-позитронными пучками. Эксперименты по проверке квантовой электродинамики и изучению векторных мезонов велись в области энергий 250+670 Мэв. Максимальная светимость установки, определяемая как  $L = \frac{n}{\sigma}$  (где  $n$  - число событий изучаемого процесса с эффективным сечением  $\sigma$  в единицу времени), составляла  $\sim 3 \cdot 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . Так как эта установка была первым в мире действующим ускорителем со встречными электрон-позитронными пучками, многое в её конструкции определялось требованиями исследования самого метода встречных пучков, а также финансовыми и материальными возможностями Института ядерной физики в момент её создания, что естественно, ослабило её экспериментальные возможности. Дальнейшее развитие метода встречных пучков в этой области энергий требует существенного повышения светимости установки.

В связи с этим в конце 1970 г. было принято решение о сооружении нового жёсткофокусирующего накопительного кольца с большой светимостью ВЭПП-2М /2/ на энергию до 670 Мэв, входящего в комплекс ВЭПП-2. В принятой схеме (рис.1) старое накопительное кольцо ВЭПП-2 является бустером, в котором поочередно накапливаются электронный и позитронный пучки. После накопления энергия частиц поднимается до величины, при которой идет эксперимент в накопительном кольце ВЭПП-2М, и затем затухший пучок переводится из одного кольца в другое. Преимущества такого способа накопления состоят в следующем. Во-первых, впускаемый пучок имеет малый фазовый объём, что даёт возможность уменьшить апертуру накопительного кольца и канала. Во-вторых, эксперимент со встречными пучками практически идет непрерывно, одновременно с накоплением частиц в ВЭПП-2. Схема накопления ВЭПП-2 осталась прежней: линейный ускоритель (3 Мэв), синхротрон (270 Мэв), конверсия электронов в позитроны с помощью X-линз, с той разницей, что электроны и позитроны инжектируются по одному каналу, с изменением полярности питания магнита ВЭПП-2.

Увеличение светимости накопителя ВЭПП-2М по сравнению с другими аналогичными установками (ВЭПП-2, АСО, ADONE) /3,4/ должно быть достигнуто за счет использования специальной магнитной структуры с малой функцией Флоке в месте встречи /5,6,7/ и режима работы, при котором частоты бетатронных колебаний лежат вблизи целого резонанса:  $\nu_x \approx \nu_y \approx 3,02 + 3,05 /3/$ . Оценки показывают, что может быть достигнута светимость на одно место встречи  $\sim 5 \cdot 10^{30} \text{ сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$  (при энергии

500 Мэв и токах 40 x 40 ма). В настоящее время эта цифра ограничена скоростью накопления позитронов, т.к. при такой светимости время жизни пучка определяется реакцией однократного тормозного излучения при взаимодействии встречных частиц. Предельная светимость  $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , ограниченная (по имеющимся представлениям) адмитансом накопителя, может быть достигнута после увеличения скорости накопления позитронов и овладения искусством управления поперечными размерами пучков.

### Описание установки

Накопитель состоит из 8 секций магнитной системы, четырех коротких и четырех длинных промежутков (см. рис. 2). В коротких промежутках расположены вспомогательные квадрупольные линзы (по одной в каждом промежутке), впускные септум-магниты, пластины инфлекторов и электростатических квадруполов. В одном из длинных промежутков расположен резонатор, три остальных предназначены для проведения экспериментов. Частота обращения частиц в накопителе  $f_0 = 16,77 \text{ МГц}$  (составляет 2/3 от частоты обращения в ВЭШ-2), средний радиус орбиты  $R = 2,84 \text{ м}$ , частоты бетатронных колебаний  $\nu_z \approx \nu_x \approx 3,05$ ; коэффициент пространственного уплотнения орбит  $\alpha = 0,18$ ;  $\beta$ -функции в месте встречи:  $\beta_z = 5 + 10 \text{ см}$ ;  $\beta_x = 30 + 40 \text{ см}$ . Адмитанс накопителя равен:

$$\epsilon_z = \left( \frac{A_z^2}{\beta_z} \right)_{\min} \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ см}; \quad \epsilon_x = \left( \frac{A_x^2}{\beta_x} \right)_{\min} \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см},$$

где  $A_x, A_z$  - полуапертуры.

Каждая секция содержит один С-образный поворотный магнит с однородным полем ( $R_0 = 1220 \text{ мм}$ ,  $B_{\max} = 18 \text{ кгс}$ , зазор  $h = 30 \text{ мм}$ , вес 1500 кг), две квадрупольные линзы ( $(\partial B_z / \partial z)_{\max} = 6,3 \frac{\text{кгс}}{\text{см}}$ , диаметр вписанной окружности  $d = 34 \text{ мм}$ , вес 50 кг), две секступольные линзы и две октупольные линзы. Кроме того, в состав магнитной системы входят четыре квадрупольные линзы ( $(\partial B_z / \partial z)_{\max} = 1,4 \frac{\text{кгс}}{\text{см}}$ ,  $d = 41 \text{ мм}$ ), расположенные в коротких промежутках. В магниты заложены вспомогательные обмотки для коррекции величины поля, а в квадрупольные линзы - обмотки для коррекции градиента и положения оси линзы. Питание основных обмоток магнитов и больших квадрупольных линз, включенных последовательно, осуществляется на первом этапе мотор-генераторами, обеспечивающими энергию пучка  $E = 200 \text{ Мэв}$ . Для достижения максимальной энергии  $E = 670 \text{ Мэв}$  создается система питания на тиристорах. Питание корректирующих обмоток и других маломощных магнитных элементов накопителя и канала производится с помощью многоканальной системы стабилизации токов (90 отдельных каналов, функционально объединенных в единую систему).

Управление системами питания осуществляется записью кодов (вручную или через ЭЦВМ) в блок памяти с последующим преобразованием их в токи с помощью многоканального цифро-аналогового преобразователя. Получена стабильность токов коррекций  $\sim 10^{-3}$ ; стабильность основного поля предполагается иметь не хуже, чем  $10^{-4}$ .

Для точного контроля энергии пучка в накопителе установлен еще один магнит, идентичный магнитам накопительного кольца и включенный последовательно с ними, в который можно заложить датчики (ЯМР или Холла) для измерения магнитного поля. Разработана система, позволяющая контролировать токи во всех обмотках магнитных элементов накопителя и канала, и в дальнейшем также токи (или поля) в импульсных магнитах канала и токи пучков в ВЭШ-2 и ВЭШ-2М до и после импульса инжекции. Вывод информации осуществляется на цифровое табло, на цифropечатающее устройство; а также в ЭЦВМ. Подготавливается цикл программ для управления и конт-

роля накопителя с помощью ЭЦВМ "ODRA", близкий по своим задачам к тому, который используется на установке ВЭШ-3 /8/.

Система инъекции для выпуска пучка по каждому из направлений содержит импульсный безжелезный магнит с апертурой 4 x 6 мм, пластину предудара, и две пластины инфлектора. Вся система рассчитана на инъекцию пучка с любой энергией в диапазоне от 100 до 700 Мэв. Впуск происходит в вертикальном направлении.

Импульсные магниты расположены в коротких промежутках; пучок частиц после выпуска совершает  $3/4$  бетатронного колебания, прежде чем приходит в следующий короткий промежуток, в котором расположены пластины инфлектора. На пластины, нагруженные на волновое сопротивление, подаются прямоугольные импульсы напряжения длительностью 40 нсек, с фронтом  $\sim 2$  нсек, с напряжением до 40 кв, величину которого можно менять ступенями с помощью аттенуатора. Для уменьшения амплитуды колебаний накопленного пучка, создаваемых инфлектором, он возбуждается предварительно пластиной предудара, расположенной в коротком прямолинейном промежутке, противоположном инфлекторному промежутку. Импульс на эту пластину подается последовательно с одной из пластин инфлектора.

Заранее не установлено, в каком направлении должны инжектироваться в ВЭШ-2М электроны, и в каком - позитроны; смена направления движения частиц данного знака производится изменением полярности питающего напряжения на элементах канала и накопителя. Выпуск пучка из ВЭШ-2 производится также в вертикальном направлении. Перед выпуском затухший пучок посредством искажения орбиты подводится к выпускному септум-магниту на расстояние в несколько мм. Заброс пучка в окно выпускного магнита происходит с помощью дефлектора, который питается от генератора, формирующего также импульс инфлектора ВЭШ-2М.

Вакуумная камера накопителя ВЭШ-2М изготовлена из нержавеющей стали. Большинство соединений сварные, часть соединений выполнена на металлических уплотнениях с медными прокладками. Места сварных соединений устроены так, что позволяют многократно обрезать место сварки и вновь сваривать. Опыт работы ВЭШ-3 доказал целесообразность и дешевизну такого способа. Почти все секции вакуумной камеры перед установкой прогревались на стенде до температуры  $400^{\circ}$ , за исключением промежутков, где расположены впускные магниты, которые прогревались до  $200^{\circ}$ . Возможен прогрев на месте секций внутри поворотных магнитов - встроенными нагревателями, остальных участков - внешними нагревателями (с частичной разборкой магнитной системы). Откачка вакуумной камеры производится восемью присоединенными к камерам в поворотных магнитах магниторазрядными насосами производительностью 150 л/сек каждый.

Короткие впускные промежутки откачиваются каждый двумя МРН типа НОРД-10 (4-8 л/сек). Кроме того, внутри вакуумной камеры в поворотных магнитах встроены распределенные МРН, работающие на основном магнитном поле накопителя, с производительностью 10 л/сек. см. на поле  $B = 10$  кгс (с общей производительностью 8000 л/сек). Система откачки экспериментальных промежутков проектируется в каждом случае индивидуально, в соответствии с задачами эксперимента. Временно установленные длинные промежутки не откачиваются.

Для уменьшения гашения под действием синхротронного излучения в вакуумной камере внутри магнитов установлены перпендикулярно орбите охлаждаемые водой позолоченные медные стержни (по 4 в каждой из 8 камер), которые принимают на себя основную долю излучения. В участках вакуумной камеры, проходящей через линзы, проложена для поглощения излучения охлаждаемая водой позолоченная медная трубка.

Проектный вакуум (без пучка)  $\sim 10^{-9}$  тор, что обеспечивает время жизни  $\sim 10^5$  сек на энергии  $E > 300$  Мэв. После сборки вакуумной камеры, без прогрева на месте, получен вакуум  $\sim 10^{-8}$  тор (без включения распределенных насосов).



ВЧ-система накопителя ВЭПП-2М состоит из резонатора на частоту 200 Мгц (12 гармоника частоты обращения), ВЧ-генератора с мощностью 7,5 кВт и системы управления. Резонатор тороидального типа с одним ускоряющим зазором рассчитан на максимальное напряжение 300 кв. Высокая кратность частоты и высокое напряжение на резонаторе выбраны для получения коротких ступок, т.к. необходимо, чтобы длина ступки была порядка величины  $\beta$ -функции в месте встречи.

Предполагается, что накопитель должен работать в режиме, когда существуют по одному ступку электронов и позитронов. Разработана система управления, позволяющая переводить ступку частиц из накопителя ВЭПП-2 в любую выбранную спелатрису ВЧ в накопителе ВЭПП-2М. Таким образом можно выбрать места встречи в любой паре противоположных длинных промежутков. В разработке ВЧ-системы принимали участие Вещеревич В.Г., Петров В.М., Полунин А.А., Седяров И.К., Шехтман И.А., её описание будет опубликовано отдельно.

Системы наблюдения за поведением пучка в накопителе основаны в основном на наблюдении синхротронного излучения. В каждой вакуумной камере поворотного магнита сделано два окна диаметром 20 мм для вывода синхротронного излучения, по одному для каждого направления движения частиц (всего 16 окон). На каждом окне устанавливается устройство для измерения радиального и вертикального отклонения орбиты пучка от идеальной с разрешением около  $\pm 0,5$  мм. Полупрозрачные зеркала выводят синхротронное излучение также в устройства для наблюдения за другими параметрами пучков; 1) ФЭУ - для измерения тока пучков; 2) диссектора - для наблюдения за поперечными размерами; 3) телекамеры; 4) ФЭУ со щелью - для наблюдения за поперечными когерентными колебаниями; 5) ЭОП - или диссектор с электрической разверткой - для наблюдения за продольными размерами и колебаниями пучка; 6) ФЭУ с хорошим временным разрешением - для определения количества частиц в каждой из сепаратрис.

### Программа экспериментов

Для проведения экспериментов по физике высоких энергий предназначены три промежутка, длиной 850 мм каждый, с телесным углом, свободным от конструктивных элементов накопителя, 391 стерадиан, что в 3 раза превышает свободный телесный угол накопителя ВЭПП-2.

На установке ВЭПП-2М предполагается проведение экспериментов по прецизионному измерению электромагнитных форм-факторов  $\mathcal{F}$  и  $\mathcal{K}$  -мезонов, поиск редких мод распада векторных мезонов, изучение процессов множественного рождения частиц. Намечается дальнейшее исследование открытого на ВЭПП-2 процесса электророждения частиц. Большой интерес представляет использование установки ВЭПП-2М, как источника монохроматических нейтральных каонов, рождающихся в области  $\phi$ -резонанса. Светимость установки позволит изучить ряд редких каналов распада долгоживущих и короткоживущих каонов полнее, чем это возможно на обычных ускорителях.

Ведется подготовка к изучению радиационной поляризации электронов. Метод измерения основан на зависимости сечения упругого рассеяния частиц внутри ступки от поляризации.

Предполагается также использовать накопитель ВЭПП-2М как интенсивный источник поляризованного излучения для опытов в области рентгеновской спектроскопии (в области  $2 + 50 \text{ \AA}$ ). В 1973 г. планируется установка двух оптических каналов и совместно с Институтом неорганической химии и Институтом катализа намечена программа ближайших экспериментов.

## Состояние работ

Проектирование и изготовление элементов накопителя ВЭПП-2М было начато в конце 1970 г. В июне 1972 г. сборка ВЭПП-2М и перестройка ВЭПП-2 на новый режим были закончены, 8 июля пучок был подведен к ВЭПП-2М, 15 июля был сделан первый оборот и в тот же день получен захват в синхротронный режим. Работа велась на энергии пучка  $E = 165$  Мэв, с временными маломощными системами питания магнитов и резонатора.

Коэффициент перевода пучка из ВЭПП-2 в ВЭПП-2М без синхронизации фазы ускоряющего напряжения удовлетворительный ( $0,3 + 1$ ). Пучок был устойчив в диапазоне частот бетатронных колебаний  $\nu_{z,z} = 3,02 + 3,20$ . Время жизни составляло около 400 сек.

К концу года планируется закончить в основном отладку всех систем установки (мощная система питания магнитов, ВЧ-система, система оптического наблюдения за пучками) и начать работу с двумя пучками на энергии  $E \approx 500$  Мэв.

Общий вид накопителя ВЭПП-2М показан на рис.3.

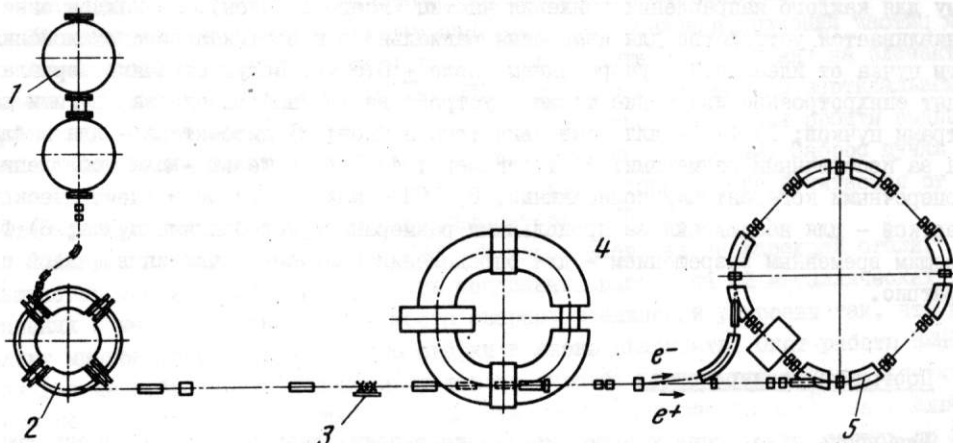


Рис. 1. План комплекса ВЭПП-2

1 - линейный ускоритель ИЛУ; 2-синхротрон БЗМ; 3 - X-линии, конвертор; 4 - накопитель ВЭПП-2; 5 - накопительное кольцо ВЭПП-2М

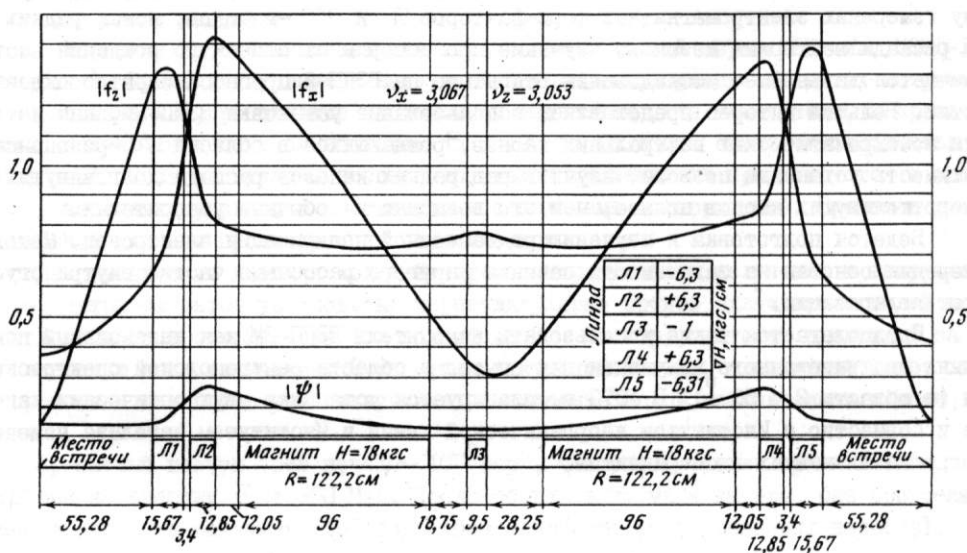


Рис. 2. Период магнитной структуры и функции Флоке накопителя ВЭПП-2М

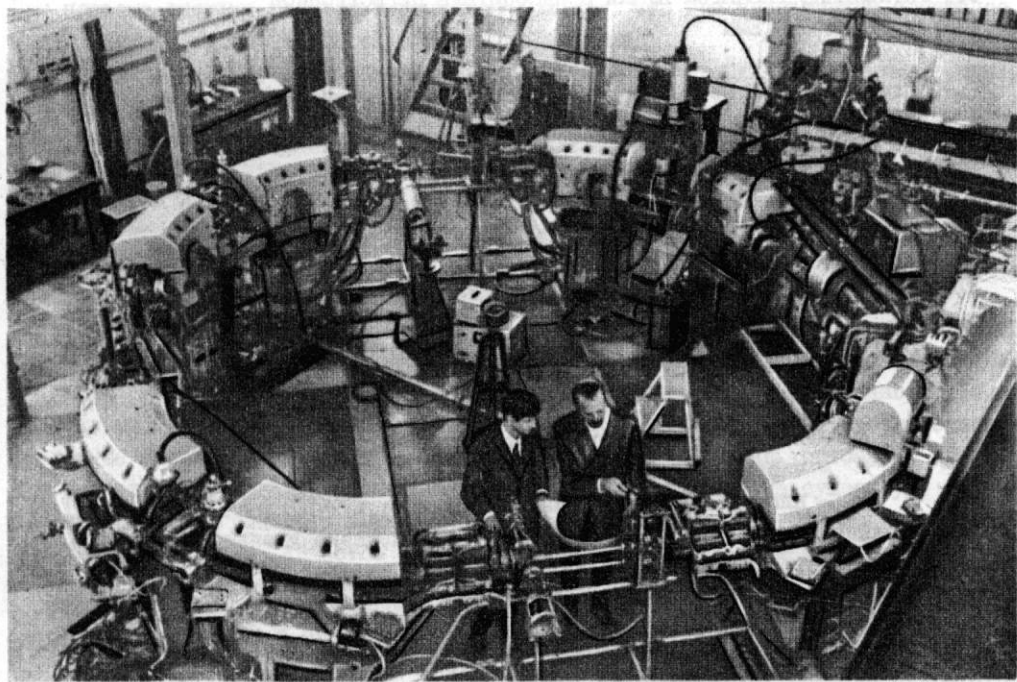


Рис. 3. Общий вид накопителя ВЭП-2М

### Л и т е р а т у р а

1. В.Л.Ауслендер и др. УП Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий , т.П, стр. 26, Ереван 1969 г.
2. Г.И.Будкер, Материалы 15-й Международной конференции по физике высоких энергий", т.П, стр.1017, Киев, 1970.
3. J.E Augustin et al. УП Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий<sup>1</sup>, т.П, стр.19, Ереван, 1969.
4. F. Amman et al. The VIII International Conference on High Energy Accelerators, p.132, Geneva, 1971.
5. Slac Group. УП Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий , т.П, стр.81, Ереван, 1969.
6. K. Steffen. Там же, т.П, стр.60.
7. The VEPP-3 Staff. The VIII International Conference on High Energy Accelerators, p.138, Geneva, 1971.
8. Б.В.Левичев и др. Математическое обеспечение управления накопителем ВЭП-3 с помощью ЭВМ. Наст. сб., т. П, доклад 76.

### 53. УПРАВЛЕНИЕ РАЗМЕРОМ ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ ПЕРЕСТРОЙКОЙ ФОКУСИРУЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, Е.А.Переведенцев, М.П.Перельройзен,  
И.Я.Протопопов, А.Н.Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

Одной из основных характеристик накопителя является светимость

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2}{S} f, \quad (1)$$

где  $N_1, N_2$  - количество электронов и позитронов;  
 $f$  - частота обращения;  
 $S$  - площадь пучков в месте встречи.

Для увеличения светимости накопителя всегда полезно уменьшать значение  $\beta$ -функции в месте встречи: это позволяет уменьшить сечение  $S \sim \sqrt{\beta_x \beta_z}$  при отсутствии эффектов встречи или, по крайней мере, уменьшить их влияние на пучки.

Место встречи пучков в накопителе ВЭПП-3 расположено в центре длинного прямолинейного промежутка с полной длиной 12 метров (рис.1). При выборе фокусировки в этом промежутке желательно не затронуть движения в остальной части накопителя, поскольку это уменьшило бы его фазовый объем. По бетатронному движению для этого требуется, чтобы матрица перехода в вертикальном или горизонтальном направлении прямолинейного промежутка имела вид

$$N_{x,z} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_{x,z} & \sin \varphi_{x,z} \\ -\sin \varphi_{x,z} & \cos \varphi_{x,z} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\varphi_{x,z}$  - матрица Твисса стандартного элемента периодичности накопителя;  
 $\varphi_{x,z}$  - произвольный набег бетатронной фазы.

По синхротронному движению необходимо, чтобы величина и производная  $\psi$ -функции на входе и выходе промежутка совпадали. При отсутствии поворотных магнитов на этом участке легко получить семейство матриц, зависящих от одного параметра.

С учетом (2) матрица перехода в радиальном направлении для системы, не содержащей поворотных магнитов, должна быть единичной. Для того, чтобы не уходить от уже выбранных частот бетатронных колебаний, матрицу перехода по вертикальному направлению мы также считаем единичной.

Таким образом задача получения заданных значений  $\beta$ -функций в месте встречи, кроме ряда технических требований (длина экспериментального промежутка, апертура линз, их расположение), требует учета 6 уравнений, обеспечивающих единичность матриц перехода.

Учитывая, что система из  $n$  линз имеет  $2n$  свободных параметра (силы линз и их размещение) можно найти технически приемлемое решение. Нами найдено несколько таких вариантов, требующих, однако, специальных линз, примыкающих к месту встречи. Это связано с тем, что уменьшение размера пучка в месте встречи сопровождается его ростом в ближайших линзах, что при использовании существующих линз заданной апертуры приводит к уменьшению фазового объема накопителя.

Потеря адмитанса накопителя существенна прежде всего при инжекции позитронов, имеющих большой фазовый объем, ибо в дальнейшем, в результате радиационного затухания, фазовый объем установившегося пучка становится значительно меньшим.



При подъеме энергии размеры пучка снова растут, что при уменьшенном адмитансе может явиться ограничением на предельную энергию.

Предложен и осуществлен следующий вариант перестройки существующей магнитной системы промежутка при наличии пучка в накопителе /1/.

Накопление частиц происходит при полном фазовом объеме накопителя (требование малой  $\beta$  - функции пока не ставится); после окончания накопления пучков и их затухания магнитную систему можно перестроить до малой  $\beta$  - функции в месте встречи, сохраняя во время перестройки промежутки единичным.

Токи в двух из имеющихся восьми линз оказываются произвольными, что позволяет выбрать оптимальный вариант перестройки,

На рисунке 2 показана небольшая часть карты зависимости  $\beta_x$  и  $\beta_z$  как функции градиентов линз, примыкающих к месту встречи, выбранных нами за параметры.

При анализе решений системы уравнений обнаруживается многозначность, т.е. одинаковым значениям градиентов, выбранных как параметры, могут соответствовать различные наборы остальных градиентов линз и, следовательно, отгибающих пучка.

Для существующей магнитной системы прямолинейного промежутка существует решение, при котором все градиенты одинаковы по абсолютной величине. Эта точка в плоскости  $G_1, G_3$  (рис.2) является общей для разных областей решений и через неё можно осуществлять переход с одной ветви решения на другую.

Именно такая перестройка магнитной системы, когда накопление частиц идет на одной ветви решения, где фазовый объем накопителя используется полностью, через точку равных градиентов на другую ветвь, где существует решение с достаточно малыми  $\beta$  - функциями, оказалась наиболее приемлемой практически.

Последовательное изменение отгибающих пучка и изменение градиентов линз показано на рис.3,4.

Данная перестройка позволяет выиграть в светимости накопителя в 8-12 раз и работать без ограничения фазового объема накопителя до энергий 2-2,5 ГэВ.

В прошлом году прямолинейный промежуток встречи переведен на раздельное питание линз от отдельных генераторов.

В виду сложной функциональной зависимости токов линз от времени, высокой требуемой точности и ограничений на время перестройки временем жизни пучка, процесс перестройки осуществлялся с помощью ЭВМ /2,3/.

Использование ЭВМ позволяет легко получать различные соотношения  $\beta_x$  и  $\beta_z$  в месте встречи изменением конечной точки перестройки или сменой его варианта.

Опробовано несколько вариантов перестройки магнитной системы промежутка на электронном пучке. На рисунке 3 приведены экспериментальные точки измерения  $\beta$  - функции; которые хорошо согласуются с расчетом (измерялись средние значения  $\beta$  - функций на протяжении линз).

Уход частот бетатронных колебаний от начала до конца перестройки не превышал  $\Delta Q_x = 10^{-2}$  и  $\Delta Q_z = 3 \cdot 10^{-3}$ , что может быть легко улучшено более тщательным нахождением коэффициентов связи ток-градиент в линзах или скорректировано экспериментально.

Один из вариантов перестройки достаточно хорошо отработан с электронным пучком и будет использоваться на накопителе ВЭШ-3 для повышения светимости.

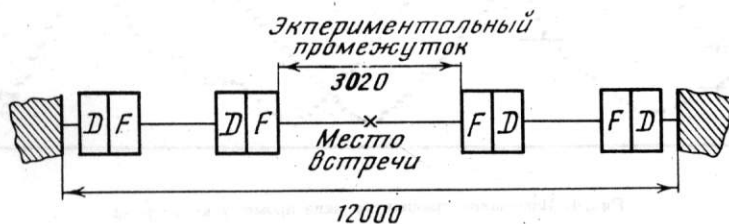


Рис. 1. Схема прямолинейного промежутка встречи

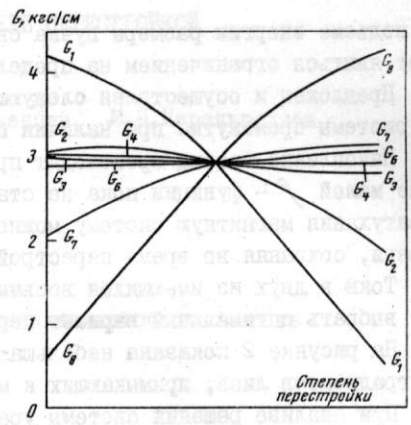
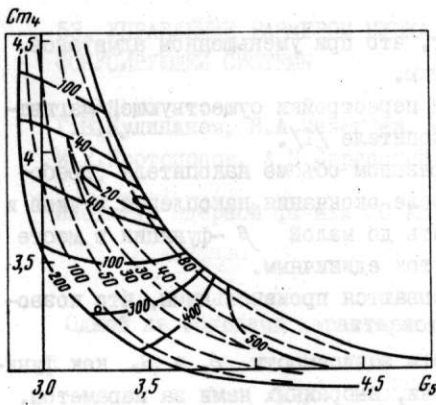


Рис.2. Зависимость  $\beta_x$  и  $\beta_z$  от градиентов линз примыкающих к месту встречи

1 - линии равного уровня  $\beta_x$  в месте встречи; 2 - то же  $\beta_z$ ; 3 - вариант промежутка с равными градиентами в линзах

Рис.3. Изменение огибающих пучка при перестройке магнитной системы промежутка встречи

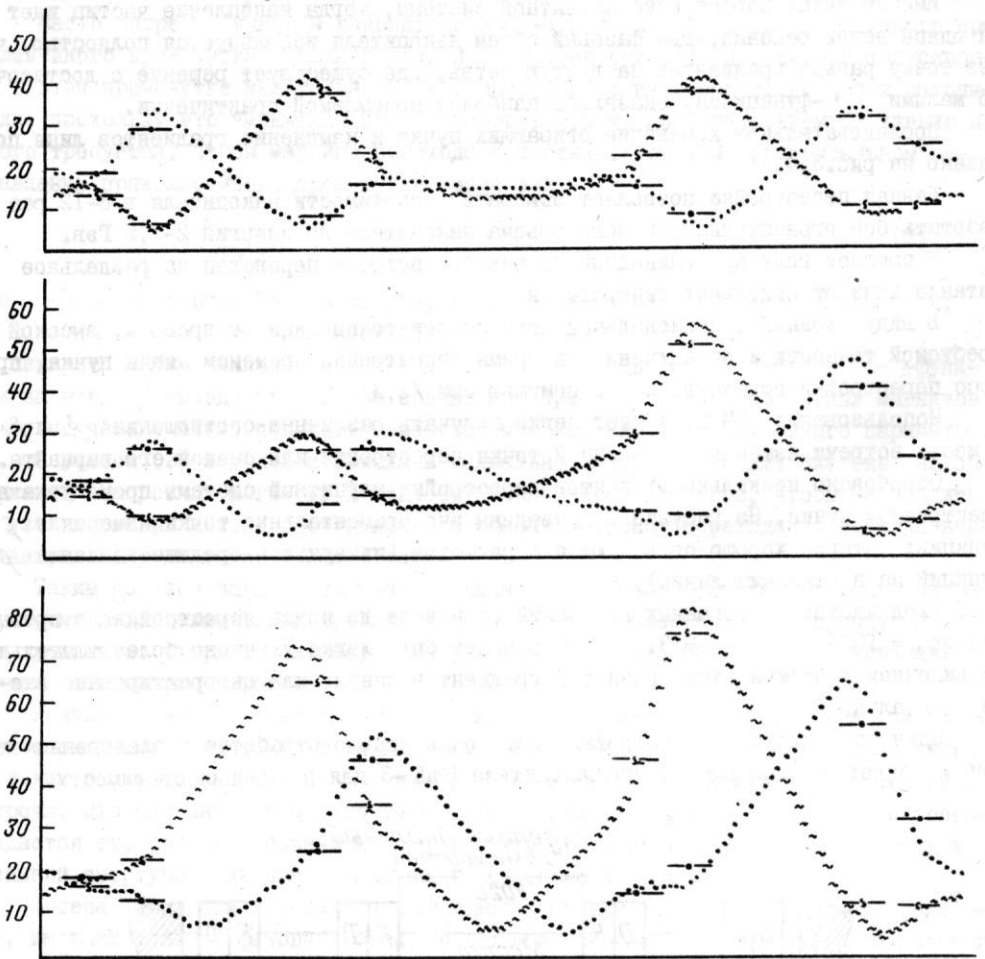


Рис.4. Изменение градиентов линз промежутка встречи

## Л и т е р а т у р а

1. "STATUS REPORT ON ELECTRON-POSITRON STORAGE RING VEPP-3" - PROCEEDINGS OF THE 8-TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY ACCELERATORS. CERN, 1971.
2. Левичев Б.В. и др. Математическое обеспечение управления накопителем ВЭШ-3 от ЭВМ, Наст. сб., т.П, доклад 76.
3. Баклаков Б.В. и др. Система питания электромагнита и линз накопителя ВЭШ-3, управляемая с помощью ЭВМ, Наст. сб., т.П, доклад 78.

## 56. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ЗАМКНУТЫМ ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ В ИОНИЗИРОВАННОМ ОСТАТОЧНОМ ГАЗЕ

Г.И. Димов, В.Г. Шамовский, В.Е. Чуприянов

Институт ядерной физики СО АН СССР

На кольцевой дорожке с постоянным магнитным полем и перезарядной инжекцией протонов, описанной в [1], проведено более детальное экспериментальное изучение обнаруженной ранее [2] когерентной вертикальной неустойчивости замкнутого протонного пучка.

Раскачка вертикальных когерентных колебаний идентифицируется с неустойчивостью типа "змейки", вызванной взаимодействием циркулирующего протонного пучка со шнуром вторичных электронов.

При среднем остаточном давлении в камере до  $4,6 \cdot 10^{-5}$  мм.рт.ст. (давление, при котором плотность вторичных ионов в протонном пучке еще не сказывается на его устойчивости) и удалении с орбиты вторичных частиц очищающим полем с напряженностью  $\sim 200$  В.см $^{-1}$  число протонов на дорожке ограничивается величиной  $\sim 1,9 \cdot 10^{11}$ , что соответствует сдвигу рабочей точки к резонансу  $\nu_z = 0,5$  (одночастичные частоты накопителя  $\nu_z = 0,85$  и  $\nu_x = 1,6$ ).

Быстрое выключение очищающего напряжения приводит к резкому возрастанию концентрации вторичных электронов в протонном пучке (рис.1в).

Измерение концентрации электронов производилось путем сброса накопленных в пучке вторичных электронов на специальный коллектор импульсным электрическим полем с напряженностью  $2,5$  кв.см $^{-1}$  и длительностью  $\sim 100$  нсек. При измерении были приняты меры по подавлению вторичной эмиссии из коллектора. Точность измерений лимитировалась точностью интегрирования и осциллографирования сигнала с коллектора и была не хуже 20%.

Рост концентрации вторичных электронов в протонном пучке сопровождается развитием интенсивных когерентных вертикальных колебаний (рис.1г) и значительным снижением циркулирующего тока (а). (Небольшое увеличение протонного тока на дорожке за время  $\sim 20$  мсек после выключения очищающего напряжения связано, по-видимому, с частичной компенсацией пространственного заряда циркулирующего пучка вторичными электронами).

На рис.2 представлена совмещенная осциллограмма циркулирующего протонного тока на дорожке с выключением очищающего напряжения (а) и без выключения последнего (б), совмещенная осциллограмма потери частиц в аксиальном направлении в этих случаях (в) и (г) соответственно, осциллограмма детектированного высокочастотного сигнала с индукционного датчика положения центра тяжести пучка в случае выключения вытягивающего напряжения. Как видно из рис.2, раскачка когерентных колебаний после выключения очищающего напряжения существенно увеличивает потери частиц в аксиальном направлении и снижает время жизни пучка на дорожке более чем в 2 раза.

Для того, чтобы выяснить роль когерентных колебаний циркулирующего пучка в механизме потерь протонов, дополнительно наблюдались потери частиц в аксиальном направлении посредством специального пробника с высоким временным разрешением.

Этот пробник представляет собой электронный коллектор, заэкранированный от индукционного сигнала колеблющегося протонного пучка густой сеткой специальной конструкции. На коллектор подается постоянное положительное напряжение  $\sim 1000$  в.



Измеряется ток электронов, эмитированных из экранирующей сетки под действием быстрых протонов.

С целью подавления фонового сигнала от вторичных электронов, рождающихся при ионизации остаточного газа, в устройстве предусмотрена очистка пучка в области коллектора постоянным электрическим полем. Временное разрешение описанного пробника ограничивается временем пролета электронов от сетки до коллектора, что в наших условиях соответствует  $\sim 0,5$  нсек.

Наблюдение потерь частиц с помощью описанного выше пробника показало, что они являются в основном когерентными. Некогерентная часть потерь не превосходит 10%.

Спектр сигнала потерь частиц в аксиальном направлении близок к спектру сигнала с индукционных электродов, который качественно и количественно согласуется с представлениями о двухпучковой неустойчивости типа "змейки" [3,4].

Специально было изучено влияние затухания Ландау на стабилизацию этой неустойчивости. На рис.3 и 4 представлены зависимости порогового числа циркулирующих частиц на дорожке и пороговой степени компенсации протонного пучка электронами от разброса частот в протонном пучке, которые снимались следующим образом.

При наличии ускоряющего вихревого поля  $U_{\text{уск}}$  и начального энергетического разброса в инжектируемом пучке  $\Delta W_0$  энергетический разброс циркулирующего пучка будет равен

$$\Delta W = \Delta W_0 + (\mathcal{E} - e U_{\text{уск}}) K,$$

где  $\mathcal{E}$  — средняя потеря энергии протонами на 1 оборот в перезарядной струе и на остаточном газе ( $\mathcal{E} \sim 100$  эВ),

$K$  — число оборотов.

Шкала разброса частот колебаний протонов рассчитана на основании результатов измерений величины  $\frac{d\omega(\omega)}{d\omega}$ , проведенных непосредственно на циркулирующем пучке.

По-видимому, в данном случае есть основания пренебречь разбросом частот колебаний протонов, связанным с зависимостью их от амплитуды, в виду того, что при перезарядной инжекции разброс начальных амплитуд бетатронных колебаний всех инжектируемых частиц относительно мал. Разброс частот колебаний электронов в протонном пучке имеет значительную величину, что связано с характером поля протонного пучка; относительная величина этого разброса оценивается в несколько десятков процентов и слабо зависит от энергетического разброса и плотности протонного пучка.

Как видно из рис.3 и 4, во всей области изменения разброса частот колебаний протонов затухание Ландау приводит к определенной стабилизации описываемой неустойчивости, что выражается в повышении пороговой плотности циркулирующих частиц и пороговой степени компенсации протонного пучка электронами.

Полученные результаты показывают, что при токах на дорожке, приближающихся к предельным, и малом разбросе частот колебаний протонов опасными являются даже весьма малые концентрации вторичных электронов (несколько процентов).

С другой стороны, при недостаточной очистке дорожки от вторичных электронов в некоторых случаях возможно подавление неустойчивости протонного пучка увеличением его энергетического разброса. При невозможности очищать пучок постоянным электрическим полем по всей длине дорожки может оказаться эффективной очистка пучка путем его небольшой продольной группировки (с глубиной модуляции линейной плотности частиц порядка нескольких процентов). При достаточно широком спектре группировки электроны эффективно выбрасываются из пучка вследствие параметрической раскачки поперечных колебаний, что экспериментально наблюдалось в [5].

Рис.1. Число циркулирующих протонов на дорожке (копия осциллограммы) (а), напряжение на очищающих электродах (копия осциллограммы) (б), относительная плотность вторичных электронов в протонном пучке (в), протектированный высокочастотный сигнал с индукционных электродов вертикального положения пучка (копия осциллограммы) (г)

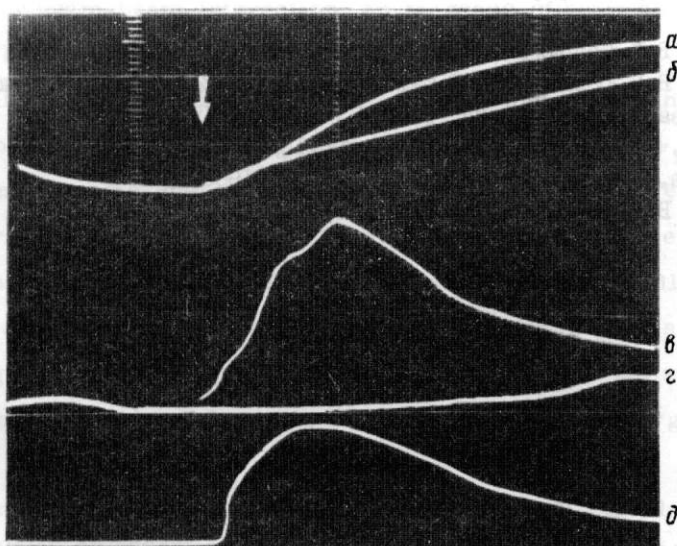
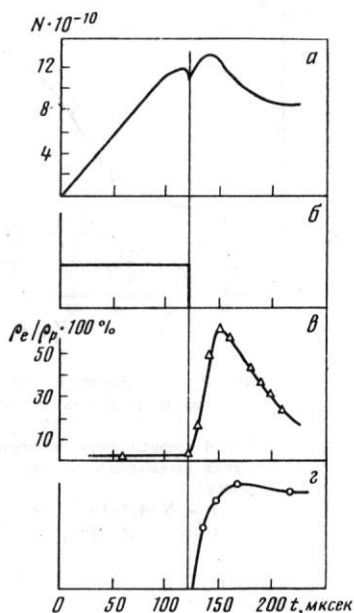


Рис.2. Ток протонов на дорожке с выключением очищающего напряжения (а), то же без выключения очищающего напряжения (б), потери протонов в аксиальном направлении с выключением очищающего напряжения (в), то же без выключения очищающего напряжения (г), протектированный высокочастотный сигнал с индукционных электродов вертикального положения пучка в случае выключения очищающего напряжения (д). Стрелкой отмечен момент окончания инъекции и выключения очищающего напряжения

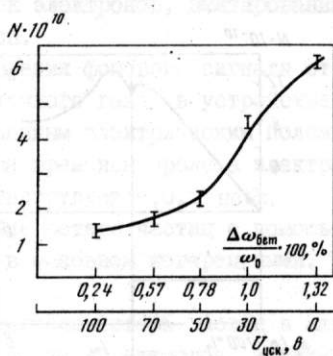


Рис.3. Зависимость порогового числа циркулирующих частиц на дорожке от разброса частот колебаний протонов

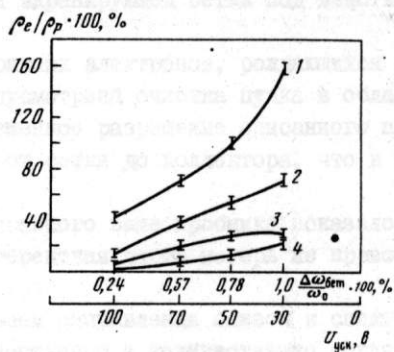


Рис.4. Зависимость пороговой степени компенсации протонного пучка вторичными электронами от разброса частот колебаний электронов:

- 1 -  $N=4,7 \cdot 10^{10}$ , 2 -  $N=6,9 \cdot 10^{10}$ ,  
3 -  $N=9,4 \cdot 10^{10}$ , 4 -  $N=14,7 \cdot 10^{10}$

### Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский, В.Е.Чуприянов. ЖТФ, 41, 2098 (1971).
2. Г.И.Димов, В.Г.Дудников, В.Г.Шамовский. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П. М., ВИНТИ, 1970, стр.274.
3. Г.И.Будкер. Атомная энергия, М., 1, 9 (1956).
4. Б.В.Чириков. Атомная энергия, М., 19, 279 (1965).
5. Г.И.Димов, В.Г.Шамовский. Атомная энергия, М., 29, 356 (1970).

## 62. КОЛЛЕКТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ

Я.С.Дербенёв

Институт ядерной физики Сибирского отделения АН СССР

### А Н Н О Т А Ц И Я

Показано, что равновесное состояние системы четырех пучков, с компенсированным взаимодействием в месте встречи, неустойчиво относительно малых мультипольных (в общем случае) возбуждений, нарушающих компенсацию. Неустойчивость имеет динамический резонансный характер и приводит к расслоению пучков, при котором компенсация практически отсутствует. Оценки показывают, что это явление не позволяет получить значительного выигрыша светимости в установках с четырьмя пучками по сравнению с обычными накопителями.

Известно, что светимость установок со встречными пучками ограничивается эффектами взаимодействия пучков. Наиболее сильные ограничения, при периодически повторяющейся лобовой встрече коротких сгустков, связаны с резонансами в бетатронном движении частиц, возникающими из-за существенно нелинейного поведения поперечных полей пучков.

С целью компенсации коллективных полей в области встречи, был предложен проект, в котором осуществляется одновременная встреча не двух, а четырех сгустков так, чтобы поток частиц в каждом направлении был нейтральным  $/I/$ . При условии, что сопутствующие сгустки (с противоположными знаками зарядов частиц) имеют в месте встречи одинаковые плотности распределения частиц, коллективное взаимодействие полностью компенсируется.

Такое состояние, однако, может реализоваться лишь в том случае, если оно будет устойчиво относительно коллективных возбуждений, при которых компенсация оказывается нарушенной. Устойчивость можно исследовать традиционными методами линейной теории коллективных колебаний.

Пусть  $F_{st}(\vec{p}, \vec{z}, t) = F_{st}(\vec{p}, \vec{z}, t+T)$  - плотность стационарного распределения частиц в фазовом пространстве, описывающая невозбужденное состояние пучков ( $T = 2\pi/\omega_0$  - период обращения), в котором встречное взаимодействие точно компенсировано. Перейдем от переменных  $\vec{p}, \vec{z}$  к каноническим переменным действиям  $I_\alpha(\vec{p}, \vec{z}, t) = I_\alpha(\vec{p}, \vec{z}, t+T)$  и фаз  $\varphi_\alpha(\vec{p}, \vec{z}, t) = \varphi_\alpha(\vec{p}, \vec{z}, t+T) - 2\pi\nu_\alpha$ , описывающим колебания частиц около равновесной траектории. В стационарном состоянии  $\dot{I}_\alpha = 0$ ,  $\dot{\varphi}_\alpha = \nu_\alpha\omega_0$ , а гамильтониан  $\mathcal{H} = [(p^2 - e\vec{A})^2 + m^2]^{1/2} + eA^0$  и функция распределения не зависят от фаз:  $\mathcal{H}_{st} = \mathcal{H}(I)$ ,  $F_{st} = F_0(I)$ .

В возбужденном состоянии

$$F = F_0(I) + \tilde{F}(I, \varphi, t)$$

$$\mathcal{H} \approx \mathcal{H}(I) + e(\vec{A}^0 - \vec{v}\vec{A}) = \mathcal{H}(I) - \tilde{\mathcal{L}}(I, \varphi, t),$$

где  $\tilde{\mathcal{L}}$  - лагранжиан взаимодействия частицы с полями, возбуждаемыми коллективными колебаниями частиц. Малые отклонения от стационарного состояния удовлетворяют уравнению

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{F} + \omega_0 \nu_\alpha \frac{\partial}{\partial \varphi_\alpha} \tilde{F} = - \frac{\partial F_0}{\partial I^\alpha} \frac{\partial}{\partial \varphi_\alpha} \tilde{\mathcal{L}}. \quad (I)$$



Явная зависимость от времени в этом уравнении имеет период  $T$ ; поэтому общее решение его может быть разложено по собственным, обладающим свойством:

$$\tilde{F}(I, \phi, t) = \lambda \tilde{F}(I, \phi, t - T). \quad (2)$$

Если среди них окажутся решения  $|\lambda| > 1$ , то это будет означать неустойчивость стационарного состояния.

Исследуем устойчивость поперечных возбуждений пучков, пренебрегая продольными силами взаимодействия и синхротронными колебаниями частиц. Лагранжиан взаимодействия частицы 1 с полем короткого встречного сгустка частиц 2 можно представить в виде

$$\mathcal{L}_{12}(\tilde{z}_1, t) = 2e_1 e_2 \delta_T(t) \int d\Gamma_1' f_2(\tilde{\beta}_1', \tilde{z}_1') \ln |\tilde{z}_1 - \tilde{z}_1'|,$$

где  $\delta_T(t)$  — периодическая  $\delta$ -функция,  $\tilde{\beta}_1$  и  $\tilde{z}_1$  — поперечные отклонения от равновесной орбиты,  $f_2$  и  $d\Gamma_1'$  — функция распределения и элемент объема в фазовом пространстве  $\tilde{\beta}_1, \tilde{z}_1$ . Рассмотрим максимально простой вариант, приняв следующие предположения:

- 1) частоты бетатронных колебаний частиц всех четырех пучков одинаковы, а фокусировка однородна;
- 2) замкнутые орбиты всех частиц в месте встречи совпадают с равновесной;
- 3) стационарные распределения четырех пучков тождественны.

Основные результаты не изменяются существенным образом, если эти предположения не выполняются. Невозмущенные колебания частиц описываются уравнениями:

$$\ddot{\tilde{z}}_1 = (x, z); \quad x, z = a_{x,z} \cos \phi_{x,z};$$

$$I_{x,z} = (\rho/2R)(\nu a^2)_{x,z} = const;$$

$$\dot{\phi}_{x,z} = \omega_0 \nu_{x,z} = const,$$

где  $\rho$  — импульс частицы,  $2\pi R$  — периметр орбиты.

Пусть  $\tilde{F}(I, \phi)$  — столбец из 4-х функций распределений  $\tilde{f}_1, \tilde{f}_2, \tilde{f}_3, \tilde{f}_4$ , непосредственно перед очередным "соударением" (схема обозначений изображена на рисунке).



Сразу после встречи получим:

$$\tilde{F} \rightarrow \tilde{F} + \delta \tilde{F} = \tilde{F} - 2e^2 \frac{\partial F_0}{\partial I^\alpha} \frac{\partial}{\partial \phi_\alpha} \int d\Gamma_1' \Lambda \tilde{F} \ln |\tilde{z}_1 - \tilde{z}_1'|,$$

где  $\Lambda$  — матрица:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} 0 & I & 0 & -I \\ I & 0 & -I & 0 \\ 0 & -I & 0 & I \\ -I & 0 & I & 0 \end{pmatrix}.$$

Распределение непосредственно после предыдущей встречи есть, очевидно,  $\tilde{F}(I, \phi + 2\pi\nu)$ . Нормальное решение, таким образом, должно удовлетворять уравнению:

$$\lambda \tilde{F}(I, \phi + 2\pi\nu) = \tilde{F}(I, \phi) - 2e^2 \frac{\partial F_0}{\partial I^\alpha} \frac{\partial}{\partial \phi_\alpha} \int d\Gamma_1' \Lambda \tilde{F}(I, \phi) \ln |\tilde{z}_1 - \tilde{z}_1'|. \quad (3)$$

Из структуры матрицы  $\Lambda$  следует, что

$$\tilde{f}_3 = -\tilde{f}_1, \quad \tilde{f}_4 = -\tilde{f}_2;$$

для комбинаций  $\tilde{f}_1 \pm \tilde{f}_2 \equiv f^\pm$  получаем уравнения

$$\lambda f^\pm(I, \Phi + 2\tilde{n}\nu) = f^\pm(I, \Phi) \mp 4e^{2\frac{\partial F_0}{\partial I} \frac{\partial}{\partial \Phi}} \int dI' f^\pm(I', \Phi) \ln |\tilde{\xi}_1 - \tilde{\xi}'_1|. \quad (4)$$

Для дальнейшего конкретизируем  $F_0(I)$ :

$$F_0(I) = N [4\tilde{n}^2 \langle I_x \rangle \langle I_z \rangle \exp(I_x / \langle I_x \rangle + I_z / \langle I_z \rangle)]^{-1};$$

для упрощения поперечные размеры положим одинаковыми:

$$\langle x^2 \rangle = \langle z^2 \rangle = \alpha^2 / 2$$

Применив к уравнению (4) последовательно преобразования

$$f \rightarrow \{f_m\}, \quad f = \sum_m f_m \exp(im_x \Phi_x + im_z \Phi_z), \quad m_{x,z} = \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$\{f_m\} \rightarrow f_{\vec{k}} = \kappa^{-1} \sum_m \int dI' f_m J_{m_x}(\kappa_x a_x) J_{m_z}(\kappa_z a_z) = \kappa^{-1} \sigma_{\vec{k}}$$

( $\sigma_{\vec{k}}$  - Фурье - образ плотности  $\sigma(\tilde{\xi}_1)$ ,  $J_{m_{x,z}}$  - функции Бесселя), можно получить интегральное уравнение:

$$f_{\vec{k}}^\pm = \pm 2i \sum_m \frac{m_x \delta_x + m_z \delta_z}{1 - \lambda \exp[2\pi i (m_x \nu_x + m_z \nu_z)]} \int g_m(\vec{k} | \vec{k}') f_{\vec{k}'}^\pm d^2 k'. \quad (5)$$

где

$$g_m(\vec{k} | \vec{k}') = (\kappa \kappa')^{-1} I_{m_x}(\kappa_x \kappa'_x) I_{m_z}(\kappa_z \kappa'_z) \exp(-\frac{\kappa^2 + \kappa'^2}{2}).$$

$I_{m_{x,z}}$  - функция Бесселя мнимого аргумента, параметры  $\delta_{x,z} = N z_0 R / 2\pi \alpha^2 \nu_{x,z}$  численно равны вычисленным по теории возмущений сдвигам частот, вносимым одиночным некомпенсированным пучком. Тот же смысл сохраняется за ними в случае жесткой фокусировки.

Положим  $\delta_x \leq \delta_z$  и оценим  $\lambda$  в предельных случаях  $\delta_z \gg 1$  и  $\delta_z \ll 1$ . При  $\delta_z \gg 1$  среди решений (5) заведомо имеются  $|\lambda| \gg 1$ . Действительно, если предположить  $|\lambda| \gg 1$ , то можно написать

$$\lambda \approx \mp 2\delta_z C,$$

где  $C$  - собственные значения уравнения

$$C f_{\vec{k}} = i \sum_m (m_z + m_x \delta_x / \delta_z) \exp[-2\pi i (m_x \nu_x + m_z \nu_z)] \int g_m(\vec{k} | \vec{k}') f_{\vec{k}'} d^2 k',$$

среди которых имеется  $|C| \sim 1$ .

Область  $\delta_z \gg 1$ , таким образом, заведомо недостижима.

При  $\delta_z \ll 1$  спектр будет близок к невозмущенному:

$$\lambda^{(0)} = \exp[-2\pi i (m_x \nu_x + m_z \nu_z)]. \text{ Ищем решение в виде}$$

$$\lambda_m = \lambda^{(0)} \exp(-2\pi i \Delta), \quad |\Delta| \ll 1. \text{ Если отвлечься от возможности резонан-$$

сов  $m_x \nu_x + m_z \nu_z \approx n$ , то собственные решения (5) распадаются по отдельным гармоникам  $f_m$ ; тогда

$$\Delta = \Delta_m^{(0)} \equiv \pm (m_x \delta_x + m_z \delta_z) C_m / \pi, \quad (6)$$

где  $C_m$  - собственные значения уравнения

$$C_m f_{\vec{k}} = \int g_m(\vec{k} | \vec{k}') f_{\vec{k}'} d^2 k', \quad (7)$$

которые все положительны в силу симметричности и положительности ядра  $g_m(K|K')$ . Вдали от резонансов, таким образом, взаимодействие коллективных возбуждений пучков приводит лишь к поправкам частот.

Пусть теперь для какой-либо комбинации  $(m_x; m_z, n)$   
 $m_x \nu_x + m_z \nu_z - n \equiv \varepsilon \sim \Delta_m^{(v)}$ . Тогда, учитывая в сумме по  $m_{x,z}$  в (5) также член  $(-m_x, -m_z)$ , получаем

$$\Delta = -\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon \Delta_m^{(v)}} \quad ; \quad (8)$$

при  $|\varepsilon| < |2\Delta_m^{(v)}|$  имеем неустойчивость с инкрементом

$$\tilde{\omega}_m^{-1} \sim \sqrt{2|\varepsilon \Delta_m^{(v)}|} \omega_0 = \omega_0 \left| \frac{2}{\pi} (m_x \nu_x + m_z \nu_z - n) (m_x \delta_x + m_z \delta_z) C_m \right|^{1/2}$$

Из двух мод  $f_m^{\pm}$  неустойчивой вблизи резонанса оказывается та, для которой сдвиг  $\Delta_m^{(v)}$  смотрит в сторону резонанса.

Существенно отметить, что ширины резонансов  $|2\Delta_m^{(v)}|$ , а вместе с ними и инкременты, медленно (не по экспоненте) убывают с ростом возбуждений. Для суммы собственных значений уравнения (7) находим:

$$\sum G_m^i = \int g_m(K|K') d^2K \approx \frac{1}{\pi} \frac{C_n (m_x/m_z)^2}{m_x^2 - m_z^2} ; \quad |m_{x,z}| \gg 1.$$

Следует ожидать, что  $(C_m)_{max}$  убывает также по степенному закону.

При наличии неустойчивостей пучки будут релаксировать к таким устойчивым состояниям, в которых возбуждены когерентные колебания относительно равновесной орбиты. Приведем пример устойчивого состояния, когда сгустки движутся по орбитам замыкающимся через 2 оборота (орбит с периодичностью в один оборот при совпадающих частотах колебаний не существует). При этом в месте встречи:

$$X_{1,2,3,4} = 0 \quad , \quad Z_3 = -Z_1 \quad , \quad Z_4 = -Z_2,$$

$$(Z_1 \pm Z_2)^2 = 4\pi \alpha^2 \delta_z^2 \left( \frac{1}{|\sin(2\pi \nu_z)|} \pm \text{ctg}(2\pi \nu_z) \right).$$

Формулы имеют смысл при  $(Z_1 \pm Z_2)^2 > \alpha^2$ .

Практически устойчивое состояние с компенсированным взаимодействием может быть реализовано лишь в области  $\delta_{x,z} \ll 1$ , где от резонансов низких мультипольностей можно уходить, подбирая рабочие частоты; резонансы достаточно высоких порядков будут подавляться разбросом частот и радиационным трением. Предельная светимость по порядку величины, по-видимому, не может значительно отличаться от достижимой в накопителях с двумя пучками.

## Л и т е р а т у р а

- I. The Orsay Storage Ring Group, VIIIth. INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY ACCELERATORS, CERN, Geneva, 1971, p. I27.

### 63. ФАЗОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВСТРЕЧНЫХ СЛУСТКОВ В ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩИХ НАКОПИТЕЛЯХ

Я.С.Дербенев, А.Н.Скринский  
Институт ядерной физики СО АН СССР

#### А Н Н О Т А Ц И Я

Показано, что в накопителях с неоднородной фокусировкой под влиянием встречного слустка искажается потенциальная яма энергетических колебаний частиц, вплоть до потери устойчивости равновесной фазы при достаточно большом токе. Эффект слабо зависит от поперечных размеров встречного слустка и амплитуд колебаний частиц, но быстро растет с увеличением их азимутальной модуляции. Этот механизм взаимодействия приводит также к связи когерентных фазовых колебаний встречных слустков. Эти явления, наряду с эффектом изменения синхротронной массы, следует учитывать при проектировании установок с малыми значениями  $\beta$ -функции в месте встречи.

Влияние встречного слустка на энергетические колебания частиц в накопителях рассматривалось ранее в работах [1,2], где был исследован случай встречи под углом. Оказывается, что в накопителях с жесткой фокусировкой искажение потенциальной ямы колебаний энергии встречным слустком может иметь место и при совпадающих равновесных орбитах.

Отправным пунктом для понимания природы эффекта в целом может послужить рассмотрение столкновения двух встречных частиц, скорости которых не вполне антипараллельны. При этом лабораторная система не совпадает с системой центра инерции, и может происходить обмен энергией. В накопителях с неоднородной фокусировкой существует корреляция между угловым и пространственным отклонениями от равновесной орбиты; с этим обстоятельством и связано возникновение среднего эффекта.

Найдем среднюю по бетатронным колебаниям скорость изменения энергии частицы под действием электрического поля встречного слустка, учитывая азимутальную модуляцию фокусировки. Исходим из общего выражения:

$$\bar{\dot{\epsilon}} = e \overline{E \vec{v}} = -e \overline{\vec{v} (\nabla A^0 + \frac{\partial}{\partial t} \vec{A})} = e \frac{\partial}{\partial t} (A^0 - \vec{v} \vec{A}) \equiv -\frac{\partial}{\partial t} \mathcal{L}(\vec{\xi}, \vec{v}, t), \quad (1)$$

где  $(A^0, \vec{A})$  - потенциал, черта означает усреднение по времени вдоль траектории частицы при постоянной энергии; функция  $\mathcal{L}(\vec{\xi}, \vec{v}, t)$  представляет собой лагранжиан взаимодействия частицы с полями встречного слустка. В неограниченном пространстве  $\mathcal{L}$  можно записать в виде

$$\mathcal{L}(\vec{\xi}, \vec{v}, t) = -ee' \int d\vec{r}' \frac{1 - \vec{v} \vec{v}'}{|\vec{\xi} - \vec{\xi}'|} f(\vec{\rho}', \vec{z}', t - |\vec{\xi} - \vec{\xi}'|), \quad (2)$$

где  $f(\vec{\rho}', \vec{z}', t)$  - плотность распределения частиц встречного слустка в фазовом пространстве. В накопителе выражение для  $\mathcal{L}$  будет зависеть от волноводных свойств камеры.

Возьмем наиболее простой и "чистый" случай однородной камеры с односвязным сечением. При этом поля отдельных элементов слустка экранируются на расстояниях



порядка апертуры  $A$ . Если, как обычно, поперечные размеры сгустков  $x_1, x_2$  малы по сравнению с апертурой, то для вычисления  $\bar{\xi}$  можно воспользоваться выражением (2), ограничив интегрирование по  $\bar{z}'$  в продольном направлении расстоянием

$|\bar{z} - \bar{z}'|_{\max} \sim A$ . Представим радиус-векторы частиц в виде  $\bar{z} = \bar{z}_s(\theta) + \bar{z}_1$ , где  $\bar{z}_s(\theta)$  соответствует равновесной орбите ( $\theta$  - азимут), а  $\bar{z}_1$  - поперечному отклонению. Пренебрегая на расстояниях  $|\bar{z} - \bar{z}'| \leq A$  запаздыванием и кривизной траекторий, получаем после интегрирования по  $\theta'$ :

$$\mathcal{L} = 4ee' \int d^3p' d^2z_1' f(\bar{p}', \theta, \bar{z}_1') \ln(|\bar{z}_1 - \bar{z}_1'|/A)$$

или

$$\mathcal{L}(\theta, \bar{z}_1, t) = 4ee' \int d^2z_1' n(\theta, \bar{z}_1', t) \ln(|\bar{z}_1 - \bar{z}_1'|/A).$$

Представим  $\bar{z}_1$  как функцию азимута, энергии, амплитуд и фаз бетатронных колебаний:

$$\bar{z}_1(\theta, \phi) = \bar{\Psi}(\theta) \frac{\Delta \xi}{\xi} + \bar{z}_b(a_1, a_2, \phi_1, \phi_2, \theta).$$

В случае "идеальной" динамики  $\bar{z}_1 = (x, z)$

$$x = \Psi(\theta) \frac{\Delta \xi}{\xi} + a_x (\beta_x/R)^{1/2} \cos \phi_x; \quad z = a_z (\beta_z/R)^{1/2} \cos \phi_z;$$

$$d\phi_{x,z}/d\theta = R/\beta_{x,z}, \quad \langle R/\beta_{x,z} \rangle = \nu_{x,z}.$$

Азимут  $\theta$  условимся отсчитывать от точки "встречи" равновесных частиц.

Стационарное распределение во встречном пучке имеет вид:

$$f_{st} = F(a_1, a_2, \xi, \varphi'), \quad \varphi' = \theta + \omega_s t.$$

Учитывая, что на траектории  $\theta = \omega_s t + \varphi$ ,  $\varphi \approx \text{const}$ , выражение для  $\bar{\xi}$  можно записать в виде:

$$\bar{\xi} = 2ee' \int d\Gamma' dp' F \frac{d}{dt} \ln[|\bar{z}_1(\theta, \phi) - \bar{z}_1'(\theta, \phi')|/A(\theta)].$$

Пренебрежем возможностью бетатронных резонансов, тогда усреднение по времени можно заменить независимым усреднением по  $\theta$  и  $\phi$ ; при этом члены с производными по  $\phi$  при усреднении выпадают, и окончательно получаем:

$$\bar{\xi} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \bar{\mathcal{L}} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{ee'}{\pi R^2} \int d\Gamma' F \ln[|\bar{z}_1(\frac{\varphi+\varphi'}{2}, \phi) - \bar{z}_1'(\frac{\varphi+\varphi'}{2}, \phi')|/A(\frac{\varphi+\varphi'}{2})].$$

Отсюда непосредственно видно, что эффект симметрично зависит от азимутальной модуляции поперечного движения встречных частиц; зависимость же от самих величин поперечных отклонений весьма слабая.

В азимутально-однородном случае  $\frac{\partial}{\partial \theta} z_1 = 0$ ,  $\frac{\partial A}{\partial \theta} = 0$ , а поэтому  $\bar{\xi} = 0$ .

Если длина сгустка мала по сравнению с характерной длиной азимутальной модуляции фокусировки, то приближенно

$$\bar{\xi} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{ee'}{\pi R^2} \int d\Gamma' F \ln[|\bar{z}_1(\frac{\varphi}{2}, \phi) - \bar{z}_1'(\frac{\varphi}{2}, \phi')|/A(\frac{\varphi}{2})]. \quad (3a)$$

при этом  $\bar{\xi}$  не зависит от длины сгустка.

Выполнив в этом выражении интегрирование по импульсам  $\bar{p}'$ , получим:

$$\bar{\xi} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{ee'}{\pi R^2} \int d^2z_1' G(\bar{z}_1', \frac{\varphi}{2}) \ln[|\bar{z}_1(\frac{\varphi}{2}, \phi) - \bar{z}_1'|/A(\frac{\varphi}{2})]. \quad (3б)$$

Функция  $e' \epsilon(\bar{z}_1, \theta)$  представляет собой среднюю (за период обращения) плотность тока встречного пучка в токе  $\bar{z}_1, \theta$ . Если параметр экранирования  $A$  не зависит от азимута, то  $\epsilon_n A$  можно опустить, так как

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \int d^2 z_1 \epsilon(\bar{z}_1, \theta) \equiv \frac{\partial}{\partial \theta} N = 0$$

Здесь мы будем считать  $A = \text{const}$ .

Найдем  $\bar{\epsilon}$  для частицы, пролетающей по равновесной орбите ( $\bar{z}_1 \equiv 0$ ):

$$\bar{\epsilon} = \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{ee'}{\pi R^2} \int d^2 z_1 \epsilon(\bar{z}_1, \frac{\varphi}{2}) \ln z_1'$$

Пусть плотность  $\epsilon(x, z, \theta)$  имеет вид

$$\epsilon(x, z, \theta) = N \left[ 2\pi \alpha_x \alpha_z \exp(z^2/2\alpha_z^2 + x^2/2\alpha_x^2) \right]^{-1},$$

где  $\alpha_x(\theta)$ ,  $\alpha_z(\theta)$  - среднеквадратичные размеры пучка.

Вычисления дают результат:

$$\bar{\epsilon}(\varphi) = \frac{Nee'}{\pi R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \ln \alpha(\frac{\varphi}{2}), \quad \alpha = \alpha_x + \alpha_z. \quad (4)$$

Для получения максимальной светимости выгодно иметь в месте встречи минимум поперечных размеров; при этом, как видно, равновесная фаза не смещается, а относительное изменение квадрата синхротронной частоты  $\Omega$  равно (при условии  $d\omega/d\epsilon < 0$ ; обычном в ультрарелятивистском случае):

$$\Delta\Omega^2/\Omega^2 = \Delta V/V = -\frac{N|e|}{2RqV} \left( \frac{1}{\alpha} \frac{d^2 \alpha}{d\theta^2} \right)_{\theta=0} \cdot \text{sign}(ee'), \quad (5)$$

где  $V$  и  $q$  - амплитуда и кратность частоты ВЧ-напряжения.

В электрон-позитронном случае  $\Delta V < 0$ , т.е. жесткость уменьшается.

Обратимся теперь к ситуации, когда поперечные отклонения частицы от равновесной орбиты в среднем значительно превышают размеры встречного пучка. Тогда:

$$\bar{\epsilon} = \frac{Nee'}{\pi R^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \ln z_1(\frac{\varphi}{2}, \varphi) = \frac{Nee'}{\pi R^2} \left( \frac{1}{z_1} \frac{\partial z_1}{\partial \theta} \right)_{\theta=\frac{\varphi}{2}}, \quad (6)$$

$$\Delta\Omega^2/\Omega^2 = -\frac{N|e|}{2RqV} \left( \frac{1}{z_1} \frac{\partial^2 z_1}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=0} \cdot \text{sign}(ee'). \quad (7)$$

Рассмотрим пример, когда в месте встречи  $\beta_x = \beta_z = \beta$ ,  $(d\beta/d\theta)_{\theta=0} = 0$ ,  $\varphi \equiv 0$  и отсутствует фокусировка. При этом формула (3а) (так же, как (5) и (6)) дает:

$$|\Delta\Omega^2/\Omega^2| = |\Delta V/V| = N|e|R/2qV\beta^2. \quad (8)$$

Удобно выражение для  $\Delta V$  в киловольтах через ток в амперах:

$$|\Delta V|_{\text{кВ}} = (R/\beta)^2 J_A / 3q.$$

Для  $R = 250$  см,  $\beta = 5$  см,  $J = 1$  а,  $q = 1$  получаем

$$|\Delta V| \approx 800 \text{ кВ.}$$

Кроме искажения потенциальной ямы колебаний энергии, следует учитывать еще очевидный эффект изменения зависимости  $\omega(\epsilon)$  [3]. Он обязан лишь поперечным полям встречного сгустка, под воздействием которых эффективно изменяется фокусировка, и должен зависеть от размеров пучка.

Поправку  $\delta\omega(\epsilon)$  нетрудно найти, воспользовавшись тем, что переменные  $p$  и  $R\psi$  - канонически сопряженные:

$$R\delta\dot{\psi} = -\frac{\partial}{\partial p} \bar{\mathcal{L}}.$$

Представив  $X$  в виде  $X = \psi \frac{\Delta p}{p} + x_b$  и усреднив по бетатронным колебаниям, получим для малых  $X$ :

$$\delta\omega = -\overline{\psi \frac{\partial^2 \bar{\mathcal{L}}}{\partial x^2}} / pR \approx -(\Delta p / p^2 R) \overline{\psi^2 \frac{\partial^2 \bar{\mathcal{L}}}{\partial x^2}} = 2 \Delta v_x \omega_s (\psi^2 / \beta_x) (\Delta p / p),$$

где  $\Delta v_x$  - сдвиг частоты малых бетатронных колебаний, отношение  $\psi^2 / \beta_x$  берется в месте встречи. Для относительного сдвига квадрата синхротронной частоты получаем:

$$\Delta \Omega^2 / \Omega^2 = 2 \Delta v_x \psi^2 / \beta_x \frac{\epsilon}{\omega} \frac{d\omega}{d\epsilon}. \quad (9)$$

Из сравнения (8) и (9) видно, что относительная значимость двух эффектов зависит от большого числа параметров.

Рассмотренные механизмы воздействия встречного сгустка на синхротронное движение частиц будут, очевидно, вносить также связь в когерентные фазовые колебания сгустков.

#### Л и т е р а т у р а

1. Я.С.Дербенев, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский. Атомная энергия, 20, 217 (1966).
2. J.E. Augustin. Preprint orsay, September, 1970.
3. F. Amman. Preprint Frascati, 1972.

## 64. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКОВ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭШ-3

П.Д.Воблый, Э.И.Зинин, Г.Н.Кулипанов, Ю.Г.Матвеев,  
И.Я.Протопопов, М.А.Шеромов

Институт ядерной физики СО АН СССР

Для управления магнитной системой накопителя ВЭШ-3 в настоящее время используются ЭВМ. В ближайшее время можно будет возложить на ЭВМ обязанность контроля за основными параметрами пучков в накопителе. В данной работе описаны методы и аппаратура для измерения основных параметров пучков в накопителе.

### Измерение тока

Как и на предыдущих установках изменение величины тока в накопителе ВЭШ-3 производится по регистрации интенсивности синхротронного излучения с помощью ФЭУ. Так как величина тока эквивалентна одному электрону соответствует  $\sim 10^{-12}$  А, необходимый диапазон перекрытий по току, достигается за счет использования двух различных ФЭУ со стыковкой на уровне 1 мка. Измерение тока основного "рабочего" ФЭУ производится с помощью конденсаторного преобразователя с цифровым отсчетом. Высокая линейность преобразователя позволяет производить минимальное количество переключений шкал в процессе накопления.

Начиная с тока 200 мка и выше для измерения тока используется один из интегральных пикап-электродов [1]. Измерение ведется на второй гармонике частоты обращения. Относительная точность измерения тока с помощью ФЭУ и пикап-электрода оказалась не хуже 10%.

### Измерение размеров

Поперечные размеры пучка в накопителе измеряются с помощью диссекторов с электромагнитным отклонением [2]. Результаты измерений выводятся в цифровом виде. Кроме того имеется аналоговый сигнал для подачи на самописец и ввода в ЭВМ.

Для измерения азимутальных размеров используется прибор ЛМ-602 - диссектор с электрической фокусировкой и отклонением (см. рис.1).

На отклоняющие пластины диссектора одновременно подается ВЧ-напряжение с частотой обращения и напряжение пилы 50 гц, что эквивалентно фазовой модуляции с частотой 50 гц. Диссектор позволяет получить распределение продольной плотности ступка начиная с тока 1 - 3 мка. При амплитуде пилы 1кV и таком же размахе напряжения ВЧ получено разрешение 10 см (0,3 нсек), которое может быть улучшено как за счет увеличения амплитуды развертки, так и переходом на более высокочастотную развертку.

Отсутствие в тракте измерения амплитудного размера люминисцентного экрана, который в старой системе ограничивал пропускание частот выше 100 гц, позволило использовать диссектор для изучения динамики частиц в продольном фазовом пространстве. При выключенном напряжении пилы диссектор измеряет плотность частиц только в определенной фазе (режим фазовой "щели"), фазу наблюдения можно дискретно изменять через 0,25 нсек. Это позволяет следить за изменением плотнос-



ти частиц в любой фазе, измерять частоты и амплитуды фазовых колебаний пучка, сравнительно просто измерять время затухания фазовых колебаний и т.д.

### Измерение времени жизни

Разработанная схема измерения времени жизни пучка позволяет проводить измерения времени жизни в интервале от 1 до  $10^4$  сек. Весь интервал измерений разбит на 2 диапазона: первый от 1 до  $10^3$  сек. и 2-й от 10 до  $10^4$  сек. Выбор диапазона ручной. Диапазон измерения выходного сигнала лежит в области  $1 + 100$  в. На самом нижнем уровне диапазона точность измерения не хуже 10% при условии, что  $\tau > 20$  сек. для первого и  $\tau > 200$  сек. для второго диапазона.

В основу работы прибора положен принцип измерения интервала времени  $\Delta t$ , в течении которого входной сигнал уменьшается на 1%. Умножая далее  $\Delta t$  на 100 получаем искомое время жизни.

Время измерения на первом диапазоне составляет  $10^{-2} \tau$ , а на втором  $10^{-3} \tau$  и не превышает 10 сек.

### Измерение частот бетатронных колебаний

Для измерения частот бетатронных колебаний на ВЭПП-3 первоначально использовался стандартный метод резонансной раскачки. В настоящее время создана система автоматического измерения (рис.2), позволяющая вводить информацию о частотах бетатронных колебаний в ЭВМ.

Как и в [3] для измерения величины  $V_{хз}$  в некоторый момент времени с помощью импульсного напряжения возбуждаются когерентные бетатронные колебания пучка с амплитудой  $\sim 0,5$  мм.

Колебания пучка фиксировались с помощью специального ФЭУ, перед которым вводилась диафрагма, перекрывающая изображение неподвижного пучка. После удара с ФЭУ появляется электрический сигнал, промодулированный частотой бетатронных колебаний. Полученный сигнал подается на усилитель затем на полосовой фильтр, который выделяет частоту  $f = \Delta V f_0$  ( $\Delta V$  - дробная часть частоты бетатронных колебаний,  $f_0$  - частота обращения). Затем сигнал подается на вход "делимое" цифрового частотомера Ч-3-35, работающего в режиме деления частоты. На вход "делитель" подается частоты  $f = 0,01 f_0$ . Частотомер работает в режиме внешнего запуска, запускается одновременно с ударом. Время измерения выбирается  $10^4 + 10^5$  периодов обращения. Максимально допустимое время измерения ограничено временем "раскогеренчивания" пучка после удара.

При существующей нелинейности ( $\frac{\partial V}{\partial Q^2} \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$ ) это время было  $\sim 4$  мсек. Компенсируя нелинейность, его можно было увеличить до 40 мсек.

Точность измерения частот бетатронных колебаний данной системы составляла  $\sim 6 \cdot 10^{-4}$ .

Частота повторения ограничивалась временем радиационного затухания.

### Л и т е р а т у р а

1. А.Калинин, М.М.Карлинер, А.С.Медведко. Система контроля положения равновесной орбиты в ВЭПП-3. Препринт ИЯФ, № 53-70.
2. Э.И.Зинин. Оптические методы наблюдения за пучком. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям. М., ВИНТИ, 1970.
3. S.Hansen. Proceedings of the 8th International Conference on High-Energy Accelerators. CERN, Geneva, 20-24 September, 1971.

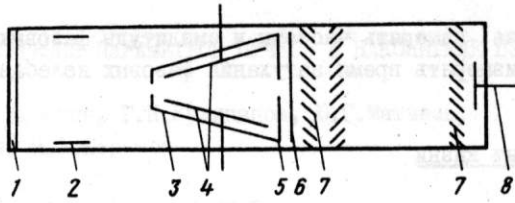


Рис. 1. Схема устройства диссектора ЛИ 602

1 - фотокатод; 2 - фокусирующий электрод; 3 - анод; 4 - отклоняющие пластины; 5 - диафрагма с вырезающим отверстием; 6 - прострельный диод; 7 - система жалюзийных диодов; 8 - коллектор

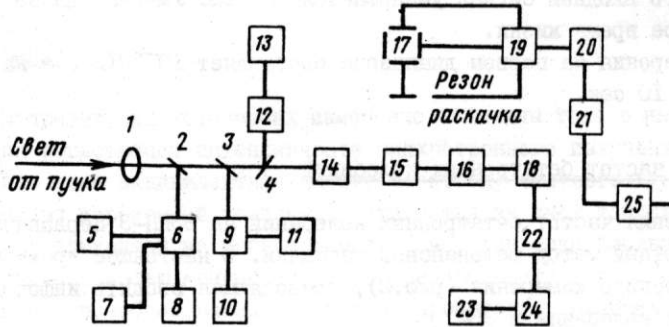


Рис. 2. Система измерения частот бетатронных колебаний

1 - линза; 2, 3, 4 - полупрозрачные зеркала; 5 - измеритель тока пучка; 6 -  $g-z$  - диссектор; 7 - измеритель размеров пучка; 8 - осциллограф, показывающий распределение пучка по  $g$  и  $z$ ; 9 -  $\psi$  - диссектор; 10 - измеритель продольного размера пучка; 11 - осциллограф, показывающий распределение пучка по  $\psi$ ; 12 - ПТУ; 13 - телевизор, показывающий поперечное сечение пучка; 14 - диафрагма; 15 - фотоумножитель; 16 - усилитель; 17 - отклоняющие пластины; 18 - полосовой фильтр; 19 - коммутатор; 20, 21 - высоковольтный генератор наносекундных импульсов с линией задержки; 22 - частотомер; 23 - измерительная петля резонатора 4 Мгц; 24 - делитель частоты на 100; 25 - схема привязки по фазе

## 65. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НАКОПИТЕЛЯ ВЭШ-3 С ПОМОЩЬЮ ПУЧКА

Г.Н.Кулипанов, А.С.Медведко, Н.А.Мезенцев, Е.А.Переведенцев,  
М.П.Перельройзен, И.Я.Протопопов, Г.Н.Руднев, А.Н.Скринский

Институт ядерной физики СО АН СССР

После захвата электронов в ВЭШ-3 были сделаны измерения основных характеристик магнитного поля накопителя с помощью электронного пучка.

Для измерений использовался стандартный метод возбуждения бетатронных колебаний с помощью резонансной раскачки. Точность измерения частот бетатронных колебаний была  $\Delta Q \sim 4 \cdot 10^{-5}$  и определялась нестабильностью частоты из-за пульсаций токов в питании линз прямолинейных промежутков.

Измерения показали, что частоты достаточно хорошо соответствуют расчетным величинам  $Q_x = 5.22$ ,  $Q_z = 5.14$ . Измеренная зависимость частот бетатронных колебаний от градиента поля в линзах прямолинейных промежутков также хорошо совпадает с расчетной (см. рис.1). Изменяя независимо градиенты поля в линзах, вводя коррекцию градиента в "F" и "D" секциях магнитов мы могли изменять значения  $Q_{x,z}$  в больших пределах.

При определении азимутальной зависимости  $\beta$ -функций их средняя по длине магнитного элемента величина определялась по сдвигу бетатронных частот, связанному с локальным изменением градиента магнитного поля в соответствующем элементе известным соотношением

$$\Delta Q = \frac{1}{4\pi} \frac{\beta}{F} \frac{\Delta G}{G}, \quad \left( \frac{\Delta G}{G} \ll 1 \right),$$

где  $F$  - фокусное расстояние магнитного элемента,

а  $\Delta G$  - приращение градиента.

В измерениях  $\beta$ -функций на полукольцах накопителя использовались обмотки 13-процентной коррекции градиента в "F" и "D" линзах элементов периодичности, в экспериментальном же промежутке использовались основные обмотки линз. Эти измерения согласуются в пределах 10% с расчетом и дают на элементе периодичности в "F" - линзе

$$\beta_x = 450 \text{ см},$$

$$\beta_z = 160 \text{ см},$$

в "D" - линзе

$$\beta_x = 160 \text{ см},$$

$$\beta_z = 450 \text{ см}.$$

Результаты измерений  $\beta$ -функций в экспериментальном промежутке приведена в работе [1].

Существенной особенностью конструкции накопителя ВЭШ-3 является наличие двух прямолинейных промежутков с единичными матрицами перехода по  $X$  и  $Z$  направлениям. Для настройки промежутков на "единичность" использовалась возможность независимого подбора набега бетатронной фазы как на полукольцах, так и в прямолинейных промежутках. Соответствующим выбором "F" и "D" коррекций можно уложить одно бетатронное колебание на длине пяти элементов периодичности, при этом набег бетатронной фазы на оборот за вычетом набега на прямолинейных промежутках составляет  $1\varphi = 16,5 \cdot 2\pi$  (кольцо состоит из 16 эл.п.). Проверка такой настройки состоит в том, что два равных по величине и противоположных по знаку

толчка, разнесенных по азимуту на 5 эл.п. должны компенсировать друг друга, т.е. не давать искажения орбиты в остальной части кольца. Отсутствие указанных искажений фиксировалось по диссектору с точностью  $\sim 50$  мк. Ошибка в настройке набег-га фазы была не более 1%.

Располагая теперь толчки таким образом, чтобы они охватывали 5 эл.п. и прямолинейный промежуток, можно добиться "единичной" настройки промежутка. Окончательное измерение частот бетатронных колебаний дает  $Q = 5,2$ .

Для компенсации искажений равновесной орбиты в накопителе ВЭП-3 предусмотрена возможность введения вертикального и горизонтального корректирующего поля в каждом из 16 эл.п. и в каждой из 16 линз прямолинейных промежутков, а также возможность независимого управления ими. Кроме того, корректирующее поле можно вводить в виде азимутальных гармоник с регулируемой амплитудой и фазой. Токи в обмотках коррекции поля могут быть откалиброваны на смещение орбиты, которое измеряется диссектором и пикап-станциями.

Настройка корректирующего поля велась путем минимизации среднего квадрата сигналов с пикап-станций, включенных через схему поочередного опроса. В будущем предполагается автоматическая минимизация искажений равновесной орбиты с управлением от ЭВМ.

Реально свободная для движения пучка апертура измерялась по максимальному размеру пучка при резонансной раскачке бетатронных колебаний, а также по максимально достижимой величине равновесной амплитуды ОБА вблизи резонансов  $Q_{x,z} = 16/3$ .

Радиальную апертуру, кроме того, можно оценить по величине диапазона частот обращения, в котором пучок имеет отличное от нуля время жизни.

Помимо этого, модулируя ускоряющее напряжение синхротронной частотой, можно измерять радиальную апертуру по максимальной амплитуде когерентных радиально-фазовых колебаний. По этим измерениям апертура  $2A_x = 28$  мм;  $2A_z = 20$  мм. Геометрическая же апертура  $2A_x = 52$  мм,  $2A_z = 27$  мм.

Обмотки, создающие  $H_x$  поле в "F" секциях магнита для коррекции вертикального положения пучка, дают достаточно большое квадрупольное поле типа  $\frac{eH_x}{\rho} \chi$ . Это приводит к сильной  $x-z$  связи. Специальные измерения коэффициента связи показали, что его величина  $\ll 0,1$ . Поскольку коэффициент связи определяет вертикальный размер пучка на большой энергии, предполагается постановка специальных квадрупольных линз, повернутых на угол  $45^\circ$  для уменьшения коэффициента связи.

Для обеспечения радиационного затухания радиальных бетатронных колебаний магнитные поля на равновесной орбите в "F" и "D" секциях составляют 0,46 и 0,78 среднего поля на орбите. Это дает на равновесной орбите  $\zeta_z = 1,74$ ;  $\zeta_x/\zeta_z \cong 1,0$ ;  $\zeta_y/\zeta_z \cong 2,0$ ;

Изменение частоты ВЧ-напряжения ведет к искажению равновесной орбиты и нарушает тем самым соотношение магнитных полей в "F" и "D" линзах, что в свою очередь перераспределяет декременты затухания, определяющие размеры пучка. Измеренные зависимости размеров пучка и времен радиационного затухания бетатронных и синхротронных колебаний представлены на рис.2. Времена радиационного затухания поперечных колебаний измерялись по изменению интенсивности синхротронного излучения из центра пучка при быстром выключении шумовой раскачки. Интенсивность в центре пучка определялась по диссектору. Для измерения времени затухания синхротронных колебаний с помощью внешней частотной модуляции возбуждались когерентные фазовые колебания с амплитудой  $A/\omega_{вч} = 30$  нсек, затем модуляция быстро снималась и измерялось время затухания с  $A/\omega_{вч} = 30$  нсек до  $A/\omega_{вч} = 11$  нсек. Момент уменьшения амплитуды до  $A/\omega_{вч} = 11$  нсек фиксировался с помощью быстрого диссектора, работающего в режиме "щели"  $\llcorner \smile$ .



Наличие нелинейностей в ведущем магнитном поле приводит к зависимости частот бетатронных колебаний от равновесного радиуса и от амплитуды (квадратичная и кубическая нелинейность).

В первом приближении квадратичная нелинейность имеет вид

$$\frac{\partial Q_{x,z}}{\partial z^2} = -\frac{1}{2\alpha} \left\langle \frac{H' - H''}{H\rho} \psi_{x,z} \right\rangle, \quad (I)$$

где  $\psi$  — радиальная дисперсионная функция;

$\alpha = 6,75 \cdot 10^{-2}$  — коэффициент уплотнения орбит.

Вычисленная на основе соотношения ( I ) и данных магнитных измерений [3] квадратичная нелинейность равна:

$$\frac{\partial Q_z}{\partial z^2} = 1,74 \cdot 10^{-2} \frac{I}{\text{см}}; \quad \frac{\partial Q_x}{\partial z^2} = 8,26 \cdot 10^{-2} \frac{I}{\text{см}};$$

Непосредственное измерение зависимости частот бетатронных колебаний от равновесного радиуса дает

$$\frac{\partial Q_z}{\partial z^2} = 1,89 \cdot 10^{-2} \frac{I}{\text{см}}; \quad \frac{\partial Q_x}{\partial z^2} = 6,1 \cdot 10^{-2} \frac{I}{\text{см}};$$

Большая нескомпенсированная величина квадратичной нелинейности для радиальных колебаний объясняется неучтенным при проектировании секступольным полем в плоских частях магнитов. С помощью корректирующих обмоток во время работы квадратичная нелинейность компенсировалась до величины  $\frac{\partial Q_{x,z}}{\partial z^2} \sim 10^{-3} \frac{I}{\text{см}}$ ;

Наиболее точно кубическая нелинейность определяется непосредственным измерением равновесной амплитуды ОБА, создаваемой внешней резонансной раскачкой в зависимости от величины расстройки относительно резонанса:

$$Q_c^2 = \frac{4Q}{\partial Q / \partial \Delta^2},$$

где  $4Q$  — расстройка относительно резонанса.

Измерения велись на резонансе  $Q_{x,z} = \frac{2I}{4}$  и дали

$$\frac{\partial Q_z}{\partial \Delta^2} = 5 \cdot 10^{-3} \frac{I}{\text{см}^2}; \quad \frac{\partial Q_x}{\partial \Delta^2} = 4 \cdot 10^{-3} \frac{I}{\text{см}^2};$$

Использование резонансной раскачки позволяет получить и перекрестные члены

$\frac{\partial Q_z}{\partial \Delta^2}$ ,  $\frac{\partial Q_x}{\partial \Delta^2}$ , измеряя соответствующие частоты бетатронных колебаний в ОБА, создаваемых описанным выше способом. Измеренные нелинейности:

$$\frac{\partial Q_z}{\partial \Delta^2} = 1,4 \cdot 10^{-2} \frac{I}{\text{см}^2}; \quad \frac{\partial Q_x}{\partial \Delta^2} = 5 \cdot 10^{-3} \frac{I}{\text{см}^2};$$

В накопителе предусмотрена возможность компенсации кубической нелинейности. Степень компенсации определялась по увеличению времени раскогеренирования бетатронных колебаний в пучке, когерентно возбужденных высоковольтным импульсным напряжением длительности 50 нсек [2].

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.Н.Кулипанов и др. Управление размерами пучка перестройкой фокусирующей системы. Наст. сб., т.1, доклад 53.
2. П.Д.Воблый и др. Методы измерения параметров пучка в накопителе ВЭШ-3. Наст.сб., т.П, доклад 79.
3. Б.В.Левичев и др. Магнитные измерения на накопителе ВЭШ-3. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., ВИНТИ, 1970, стр.648.

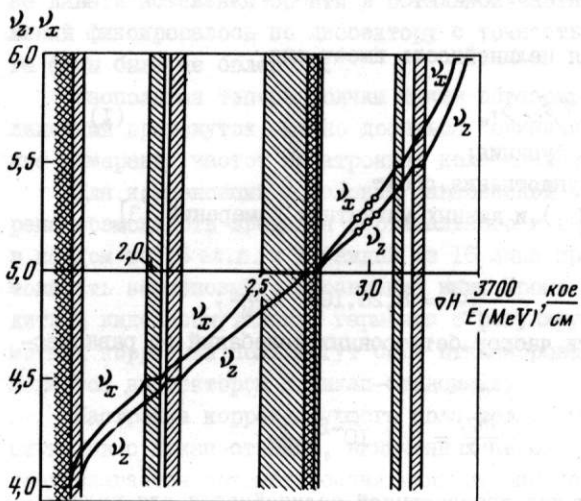
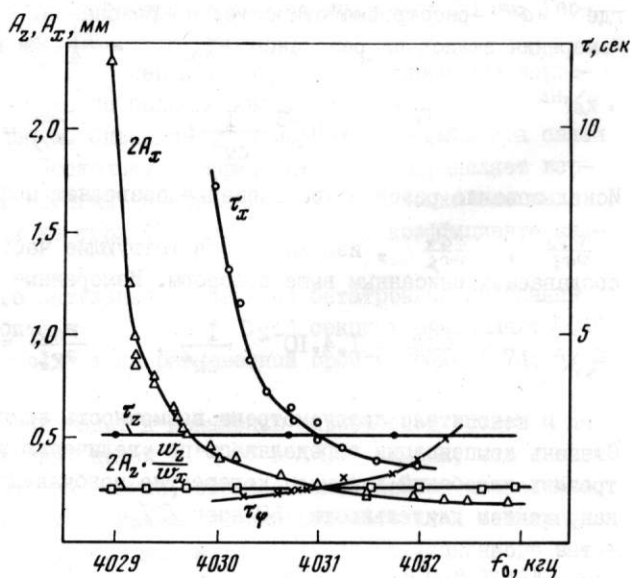


Рис. 1. Зависимость частот бетатронных колебаний от градиента поля в линзах прямолинейных промежутков

Рис. 2. Зависимость размеров пучка и времен затухания от частоты ВЧ-напряжения



## 66. ПРОДОЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ НАКОПЛЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЭП-3

В.Г. Вещеревич, М.М. Карлинер, Г.Н. Кулипанов,  
И.К. Седяров, В.М. Петров, А.Н. Скринский,  
М.А. Шеромов

I. В накопителе ВЭП-3 [1,2] для накопления электронов и позитронов в один ступок и ускорения их до большой энергии используется два резонатора [3]. При ВЧ - измерениях на резонаторах и при излучении взаимодействия резонаторов с пучком оказалось, что в резонаторе I практически нет опасных мод, взаимодействие с которыми влияло бы на продольное движение частиц. В резонаторе II из паразитных мод выделялись гармоники с кратностью  $q = 54$  и  $q = 94$ . Основные параметры резонаторов и паразитных мод, которые специально были сделаны перестраиваемыми, приведены в таблице. Динамика частиц в продольном фазовом пространстве накопителя при больших токах существенно определяется взаимодействием пучка с этими резонаторами и паразитными модами.

II. Инжекция электронов в накопитель осуществлялась на энергии  $E = 280$  Мэв, накопление мы вели в одну сеператрису при включенном резонаторе I. Резонатор II использовался как пассивная система. Частота обращения частиц в накопителе  $f_0 = 4,031$  Мгц. При  $U_1 = 1 + 10$  кв естественная длина ступка была  $2\delta\varphi_k = (4,5 + 1,5)$  град., частоты синхротронных колебаний  $f_s = (1 \div 3)$  кгц, естественный разброс по частотам синхротронных колебаний  $\delta f_s = (0,1 - 0,3)$  гц. Время радиационного затухания синхротронных колебаний  $\sim 1$  сек.

III. Наблюдение за продольным движением частиц мы вели, используя в основном оптические методы наблюдения: 1) возбуждение фазовых колебаний, с амплитудой больше  $\Delta\varphi = 15$  град. можно было определять по сигналу с ФЭУ; 2) распределение частиц по амплитудам фазовых колебаний измерялось с помощью "быстрого" диссектора, имеющего разрешение 0,15 град [4]; 3) измерение плотности частиц в любой фазе, частот и амплитуд фазовых колебаний, времени затухания фазовых колебаний проводилось также с помощью "быстрого" диссектора, работающего в режиме "щель" [4].

Наведенное напряжение на резонаторах и паразитных полостях измерялось с помощью автоматического селективного вольтметра.

IV. Взаимодействие пучка с резонаторами и паразитными модами приводит к следующим основным эффектам:

I. Искажение потенциальной ямы. При достаточно большом токе на пассивных резонаторах или паразитных модах появляется наведенное напряжение

$$U = Z_{qf_0} \cdot I_q f_0,$$

определяемое импедансом системы на данной частоте и соответствующей гармоникой тока пучка. На рис.2 показана зависимость величины наведенного напряжения на резонаторе II, модах I и II в зависимости от их расстройки  $\xi = \Delta f / \Delta f_0$  при  $I_e = const$ . Величина наведенного напряжения падает как  $U = 1/\xi$ , что соответствует зависимости  $Z_{qf}(\xi)$ .

Наведенное напряжение искажает основную потенциальную яму и может привести к образованию  $q$  равновесных фаз и разбиту пучка на  $q$  ступков (см.рис.1г), что ограничивает предельный ток при накоплении со сдвигом по фазе.

2. Смещение равновесной фазы. Величина активного сопротивления  $R_{qf_0}$  пассивного резонатора или мод на частотах, кратных частоте обращения, определяет когерентные потери энергии пучка (когерентное трение)  $\Delta U = I_{qf_0} \cdot R_{qf_0} \frac{\text{вольт}}{\text{оборот}}$ , которые изменяют равновесную фазу ступка (см.рис.1). На рис.3 показана зависимость от тока когерентных потерь, определяемых по сдвигу равновесной фазы. Когерентное трение, вносимое пассивным резонатором, не зависит от знака расстройки резонатора, уменьшается как  $\Delta U \sim 1/\xi^2$ , но на малых расстройках может существенно превышать радиационное трение.

3. Быстрое затухание когерентных колебаний. Как известно [5], в зависимости от величины  $\Delta R = R_{qf_0 + f_s} - R_{qf_0 - f_s}$ , возможно возбуждение когерентных колебаний ( $\Delta R > 0$ ) либо быстрое когерентное затухание ( $\Delta R < 0$ ). Нами действительно наблюдалось затухание фазовых колебаний, при инжекции в случае  $\xi < 0$ . Изучение быстрого затухания проводилось для искусственно возбуждаемых когерентных синхротронных колебаний. Использовалась внешняя частотная модуляция задающего генератора резонатора I. Для этого напряжения с звукового генератора на частоте  $f_s$  подавалось через быстрый ключ на вход модулятора. Вводя ЧМ, мы возбуждали когерентные колебания с амплитудой  $\Delta \psi_1 = 45$  град, затем с помощью ключа частотная модуляция снималась, и измерялось время затухания амплитуд фазовых колебаний с  $\Delta \psi_1 = 45$  град до  $\Delta \psi_2 = 6$  град. Момент уменьшения амплитуды до  $\Delta \psi_2 = 6$  град фиксировался с помощью диссектора, работающего в режиме "щели". Пучок затухал когерентно с некоторого порогового тока, зависящего от настройки резонатора, начальной амплитуды  $\Delta \psi_1$ , напряжения на резонаторе. Результаты измерений представлены на рис.4 для трех значений расстройки резонатора II. Нелинейный характер зависимости времени затухания от тока при малых  $\xi$  объясняется, по-видимому, тем, что при этих  $\xi$  время затухания становится порядка времени фазовых колебаний.

4. Когерентная неустойчивость. Для обеспечения когерентной фазовой устойчивости пучка необходима была правильная настройка резонаторов I и II и паразитных мод, поскольку при  $\xi > 0$  обязательно наблюдались зоны когерентной неустойчивости (см.рис.2), приводящей к возбуждению больших фазовых колебаний  $\Delta \psi \sim (10 + 120)$  град и к гибели пучка при накоплении.

Однако даже при правильной настройке резонаторов и паразитных мод ( $\xi < 0$ ) возбуждение достаточно больших когерентных фазовых колебаний у накопленного ступка наблюдалось при инжекции новой порции электронов со сдвигом по фазе относительно накопленных частиц. Впускаемые электроны в этом случае представляют собой когерентное образование, поскольку фазовый размер выпускаемой порции частиц существенно меньше размера сепаратрисы. Начиная с некоторого порогового значения, выпускаемые частицы затухали когерентным образом и возбуждали когерентные колебания накопленного ступка.

Наличие когерентного трения при расстройке вниз резонатора II ( $\xi = -2 + -12$ ) обеспечивало быстрое подавление когерентных колебаний. При больших расстройках резонатора II вниз, когда вносимое когерентное трение мало для подавления когерентных колебаний, использовалась система обратной связи.

5. "Некогерентное" удлинение ступка. Как видно из рис.2 при  $\xi > 0$  для всех резонирующих элементов при некоторых расстройках когерентные колебания пучка сменяются "некогерентным" удлинением. На рис.1 показаны осциллограммы распре-



деления продольной плотности сгустка. Зависимость длины сгустка от тока при расстройках резонатора II в области  $\xi = +12 \div +50$  показана на рис.5. В этой области расстройок характерные особенности наблюдаемого удлинения следующие:

а) удлинение не есть чисто когерентные колебания большой мультипольности, так как при изучении распределения продольной плотности пучка с помощью диссектора, работающего в режиме "щель", не было обнаружено модуляции плотности пучка в центре и лишь на концах сгустка была замечена очень небольшая модуляция на частоте  $f_M = 100$  гц и частоте синхротронных колебаний  $f_s$ ;

б) на всех графиках рис.5 видно наличие линейного участка и области насыщения; в линейной области удлинение описывается следующим образом:

$$2\Delta\varphi = 2\Delta\varphi_0(U, E) + \frac{\kappa I}{\xi E V U},$$

где  $2\Delta\varphi_0$  - длина сгустка на малом токе; в области насыщения длина сгустка не зависит от тока, расстройки резонатора и т.д. и равна  $2\Delta\varphi_{\text{насыщ.}} \sim 12$  град.

в) в области насыщения (см. рис.5), начиная с некоторого порогового тока появлялась модуляция плотности с частотой, равной  $2f_s$ , при этом часть пучка испытывала когерентные колебания с амплитудами  $2\Delta\varphi = 24$  град (см. рис.1 д)

г) наблюдаемые частоты синхротронных колебаний не зависят от тока, поэтому удлинение не связано с искажением потенциальной ямы; увеличение длины сгустка сопровождается соответственным увеличением радиального размера, что говорит о увеличении энергетического разброса;

Перечисленные выше особенности в основном характеризуют удлинение сгустка и при малых  $\xi$ . Однако в области малых  $\xi = -1 \div -5$  пучок был очень больших размеров  $2\Delta\varphi \sim 30 \div 250$  град. (см. рис.1м). Модуляция продольной плотности, измеренная диссектором в режиме "щель" содержала частоты  $100$  гц,  $f_s$ ,  $f_s/2$ ,  $f_s/3$ ,  $f_s/4$ ,  $f_s/5$ .

Не проводя подробного обсуждения, отметим, что приведенные выше особенности "некогерентного" удлинения не противоречат следующему механизму. При  $\xi > 0$ , часть частиц в пучке испытывает когерентные колебания с частотой  $f_s$ . Эти частицы наводят на резонаторе  $q^{2\omega}$  гармоники частотомодулированное напряжение на частотах  $qf_0 \pm mf_s$ . Наличие даже малой внешней паразитной модуляции амплитуды ускоряющего напряжения и магнитного поля накопителя с частотой  $f_M$  (в нашем случае  $f_M = 16, 50, 100, 300$  гц) приводит к тому, что на частицы действует возмущение на частотах  $qf_0 \pm mf_s \pm nf_M$ . Это приводит к возбуждению серии резонансов фазовых колебаний на частотах  $mf_s \pm nf_M$ . Благодаря нелинейности фазовых колебаний при перекрытии резонансных зон возможен переход к стохастической неустойчивости [6,7], в результате чего чисто периодическое возмущение от одной группы частиц приводит к диффузионному увеличению амплитуд фазовых колебаний у частиц во всем сгустке.

У. Учитывая рассмотренные эффекты взаимодействия пучка с резонансными элементами, при накоплении больших токов паразитные моды ( $q=54$  и  $q=94$ ) сильно отстраивались от рабочей частоты ( $\xi > 50$ ). Резонатор II расстраивался до

$\xi = -20 \div -30$  для того, чтобы искажение ВЧ-потенциальной ямы благодаря наведенному напряжению было мало, однако было бы заметно когерентное трение. Для подавления когерентных колебаний использовалась также система обратной связи.

Максимальный накопленный ток в накопителе был  $I = 220$  ма. Ограничение тока на этом уровне связано с резкими уменьшением времени жизни, которое определялось уже не продольными эффектами.

## ПАРАМЕТРЫ РЕЗОНАТОРОВ И ПАРАЗИТНЫХ МОД

	$q$	$Q = \frac{qf_0}{2\Delta f_0}$	$R_{ш},$ кОм	Коеф. пролета	Диапазон перестройки $\Delta f / qf_0$	$U_{max},$ кВ
Резонатор I	I	2000	11,5	1,00	$\pm 0,5\%$	10
Резонатор II	19	21500	3200	0,79	$\pm 0,3\%$	750
Мода I	54	25000	430	0,95	$\pm 0,4\%$	-
Мода II	94	12000	130	0,96	$\pm 0,6\%$ $-0,2\%$	-

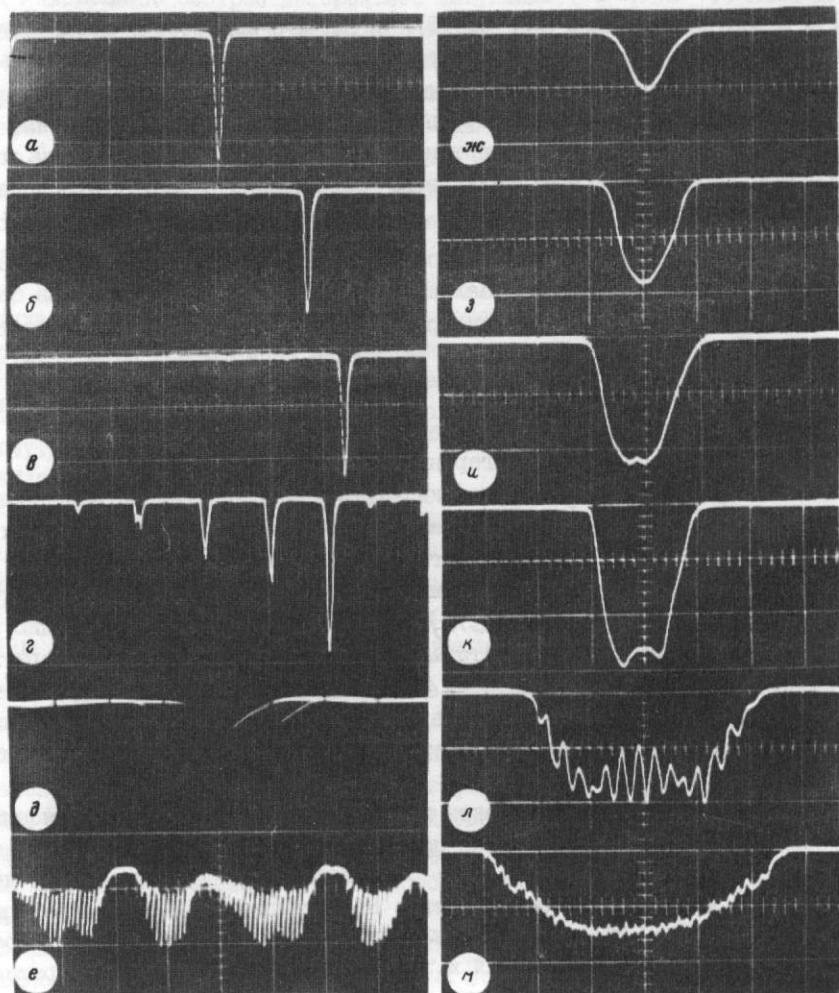


Рис. 1. Осциллограммы распределения продольной плотности пучка

а-в - смещение равновесной фазы из-за когерентных потерь энергии (диссектор - масштаб  $\sim 16 \frac{\text{град}}{\text{см}}$ );  
 г - искажение потенциальной ямы и разбиение пучка на сгустки из-за наведенного напряжения (диссектор - масштаб  $16 \frac{\text{град}}{\text{см}}$ ); д - возбуждение когерентных колебаний (ФЗУ - масштаб  $30 \frac{\text{град}}{\text{см}}$ ); е - модуляция продольной плотности на краю сгустка (диссектор в режиме "щель" - масштаб  $5 \frac{\text{м сек}}{\text{см}}$ ); ж-н - удлинение сгустка в зависимости от величины тока (диссектор - масштаб  $5,3 \frac{\text{град}}{\text{см}}$ )

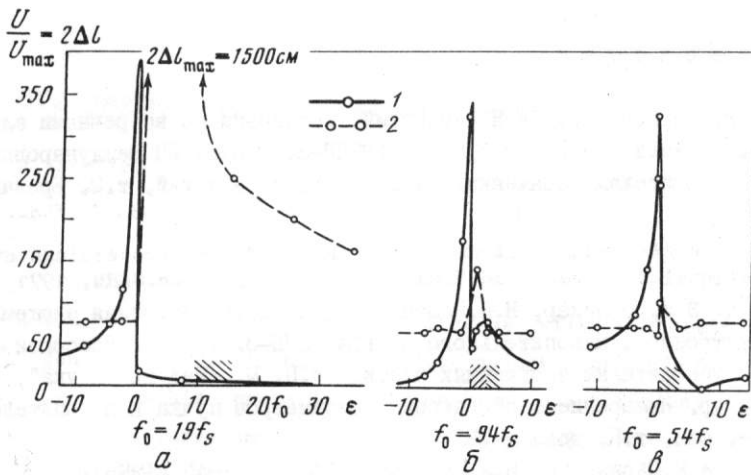


Рис. 2. Наведенное напряжение и продольный размер пучка в зависимости от настройки пассивных резонаторов (1 пучка = const)  
 а - резонатор II; б - мода I; в - мода II; 1 -  $U$  наведенное; 2 -  $2\Delta L$ . Штриховкой показаны зоны когерентной неустойчивости

$\Delta W, \theta/\text{об}$

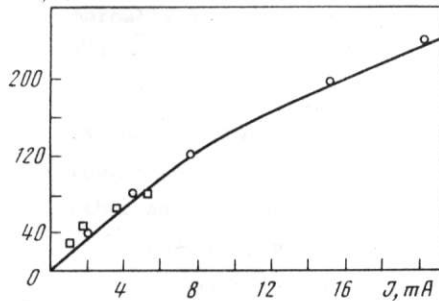


Рис. 3. Когерентные потери энергии пучка в резонаторе II в зависимости от тока пучка. Расстройка резонатора II  $\xi = -8$

$1/\tau, \text{сек}^{-1}$

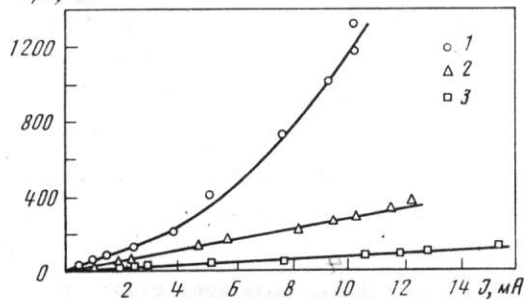


Рис. 4. Когерентное затухание синхротронных колебаний пучка в зависимости от тока пучка при различных расстройках резонатора II  
 1 -  $\xi = -6$ ,  $I_{\text{пор}} = 0,33$  ма; 2 -  $\xi = -10$ ,  $I_{\text{пор}} = 0,73$  ма;  
 3 -  $\xi = -16$ ,  $I_{\text{пор}} = 1,45$  м

$2\Delta L, \text{M}$

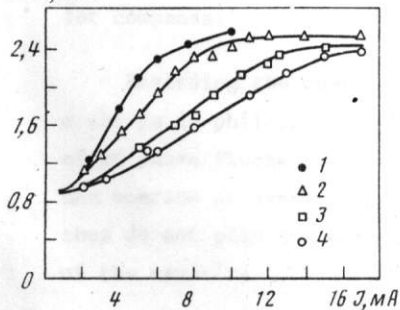


Рис. 5. Удлинение продольного размера пучка при различных расстройках резонатора II в зависимости от тока пучка  
 1 -  $\xi = 20$ ; 2 -  $\xi = 30$ ; 3 -  $\xi = 50$ ; 4 -  $\xi = 80$

## Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, И.Я.Протопопов, А.Н.Скринский. Установка со встречными электрон-позитронными пучками и энергии 3,5 Гэв (ВЭШ-3). Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.2. Ереван, 1970, стр.37.
2. Status Report on Electron-Positron Storage Ring VEPP-3. Proceedings of the 8<sup>th</sup> International Conference on High-Energy Acceleration-CERN, 1971, p.138.
3. В.Г.Вещеревич, Э.И.Горникер, Н.Н.Ищенко и др. Высокочастотная система электрон-позитронного накопительного кольца ВЭШ-3. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П. М., Изд-во "Наука", 1972.
4. П.Д.Воблый и др. Измерение и регулировка параметров пучка в накопителе ВЭШ-3. Наст. сб., т.П, доклад 79.
5. М.М.Карлинер, А.Н.Скринский, И.А.Шехтман. ЖТФ, 38, 1945 (1968).
6. Б.В.Чириков. Исследования по теории нелинейного резонанса и стохастичности. Кандидатская диссерт., Новосибирск, 1969.
7. Г.Н.Кулипанов, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский. Изучение стохастической неустойчивости бетатронных колебаний электронного пучка в накопителе. Труды VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.2. Ереван, 1970, стр.300.