

18
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 33

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

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ**

Новосибирск

1976

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

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

А Н Н О Т А Ц И Я

Пучок "холодных" электронов, введенный на одном из участков траектории тяжелых заряженных частиц, циркулирующих в накопителе, вносит эффективное трение, если скорости тяжелых частиц и электронов совпадают по величине и направлению. Это трение вызывает уменьшение фазового объема пучка тяжелых частиц — "электронное охлаждение".

В работе экспериментально исследовано электронное охлаждение пучка протонов в диапазоне энергий 35-80 МэВ. Изучено влияние электронного охлаждения на время жизни протонов в накопителе. При энергии протонов 65 МэВ и токе электронов 100 мА получены время затухания бетатронных колебаний протонов 5 сек и установившиеся размеры пучка протонов: диаметр $\leq 0,8$ мм, угловой размер $\leq 4 \cdot 10^{-5}$. Исследована зависимость времени затухания от параметров. Рассмотрен вопрос об установившемся значении разброса импульса протонов и приведены его экспериментальные оценки: $\Delta p/p \leq 1 \cdot 10^{-5}$.

Дано подробное описание методов измерения параметров протонного пучка.

Обсуждаются возможные применения метода электронного охлаждения.

G.I. Budker, N.S. Dikansky, V.I. Kudelainen, I.N. Meshkov,
V.V. Parchomchuk, D.V. Pestrikov, A.N. Skrinsky, B.N. Sukhina

Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, USSR

forwarded to "Particle Accelerators"

ABSTRACT

An input of a beam "cool" electrons into one of the trajectory sections of a heavy charged particle beam circulating in storage ring introduces an effective friction in the case when the velocities of heavy particles and electrons coincide both in magnitude and direction. Such a friction cause the phase space volume decrease for the heavy particle beam - "electron cooling".

In the work presented here the experimental study was made of the electron cooling of a beam of 35-80 MeV protons. A study was made of the electron cooling effect on the proton lifetime in the storage ring. At the proton energy 65 MeV and electron current 100 mA the betatron oscillation damping time was obtained and the equilibrium proton beam dimensions were detected to be: diameter ≤ 0.8 mm, angular spread $\leq 4 \cdot 10^{-5}$. Damping time dependence on the parameters is also studied. The problem is considered of the equilibrium value of the proton momentum spread and its experimental data values are obtained to be: $\Delta p/p \leq 1 \cdot 10^{-5}$.

A detailed description is given of methods for measurement of the proton beam parameters.

Some possible applications of the electron cooling method are described.

Одной из основных проблем для накопителей заряженных частиц является демпфирование бетатронных и синхротронных колебаний, необходимое для уменьшения фазового объема захваченного пучка и инжекции очередной порции частиц в режиме многократного накопления. В электрон-позитронных накопителях затухание колебаний вносится синхротронным излучением. Для накопителей тяжелых частиц этот эффект практически отсутствует, и возможность многократного накопления появилась в связи с методом электронного охлаждения, который был предложен Г.И. Будкером и впервые доложен на Международном симпозиуме по встречным пучкам в 1966 г. /1/

Сущность метода состоит в следующем. В один из прямолинейных промежутков накопителя тяжелых частиц вводится пучок электронов, имеющих ту же среднюю скорость по величине и направлению, что и тяжелые частицы. Кулоновское взаимодействие приводит к обмену энергией между частицами двух сортов, и, если пучок электронов обладает достаточно высокой монохроматичностью и параллельностью траекторий частиц, он будет играть роль "холодильника", поглощающего избыточную энергию "горячего газа" тяжелых частиц. В системе координат, движущейся со средней скоростью частиц, такая смесь из двух пронизывающих друг друга пучков аналогична двухкомпонентной плазме, в которой происходит процесс выравнивания температур.

Основные характеристики процесса электронного охлаждения рассмотрены в теоретических работах /1-3/.

Решение задачи создания холодного электронного пучка будет существенно различным для разных областей энергии частиц. В области энергий протонов порядка 1 ГэВ (электронов ~ 500 кэВ) и ниже наиболее простым и естественным представляется вариант с прямым ускорением электронов и последующей рекуперацией их энергии (см. ниже). Для достаточно высоких энергий (протонов ~ 20 ГэВ, электронов ~ 10 МэВ и выше) в качестве электронного "холодильника" придется использовать электронный накопитель, в котором монохроматизация пучка происходит благодаря синхротронному излучению /4/. Наконец, в промежуточной области представляется возможным вариант с циркулирующим пучком, из которого электроны удаляются по мере "нагрева" и заменяются новой порцией холодных, так что используется собственная "теплоемкость" электронного пучка.

В настоящей работе описываются результаты экспериментов по электронному охлаждению протонного пучка, проведенных в 1974–75 годах. Часть из них ранее опубликована /5,6/, однако, в целях полноты описания, наиболее важные результаты включены и в данную публикацию.

Электронное охлаждение позволяет осуществить многократное накопление тяжелых частиц. Оценки показывают, что с помощью этого метода можно накапливать интенсивные пучки антипротонов, обеспечивающие светимость установки со встречными протон-антипротонными пучками не ниже $10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Известны еще два предложения по накоплению антипротонов. В первом из них /7/ предполагается осуществить накопление антипротонов, возникающих при распаде внутри камеры накопителя Λ^0 -гиперонов, которые рождаются на внутренней мишени протонами, ускоренными в синхротроне SPS (энергия 30 ГэВ). Эффективность метода довольно низкая, а прогнозируемая светимость составляет $10^{25} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Второе предложение основывается на так называемом стохастическом методе демпфирования бетатронных колебаний /8/, идея которого высказана С. ван дер Меером в 1972 г. К настоящему времени метод изучен еще недостаточно, а имеющиеся экспериментальные данные /9/ не позволяют, на наш взгляд, сделать уверенных оценок его возможностей.

Электронное охлаждение, кроме своего основного назначения как метода многократного накопления интенсивных пучков тяжелых частиц, может найти применение в постановке целого ряда экспериментов. Тем самым открываются новые экспериментальные возможности в физике элементарных частиц /6/.

§ I. Постановка эксперимента

Эксперименты по изучению электронного охлаждения проводились на накопителе протонов НАП-М, специально разработанном для этих целей. Подробное описание накопителя дано в работах /10–14/. Накопитель типа рейстрек (рис. I) содержит 4 поворотных магнита с радиусом кривизны 3 м и 4 прямолинейных промежутка длиной 7,1 м

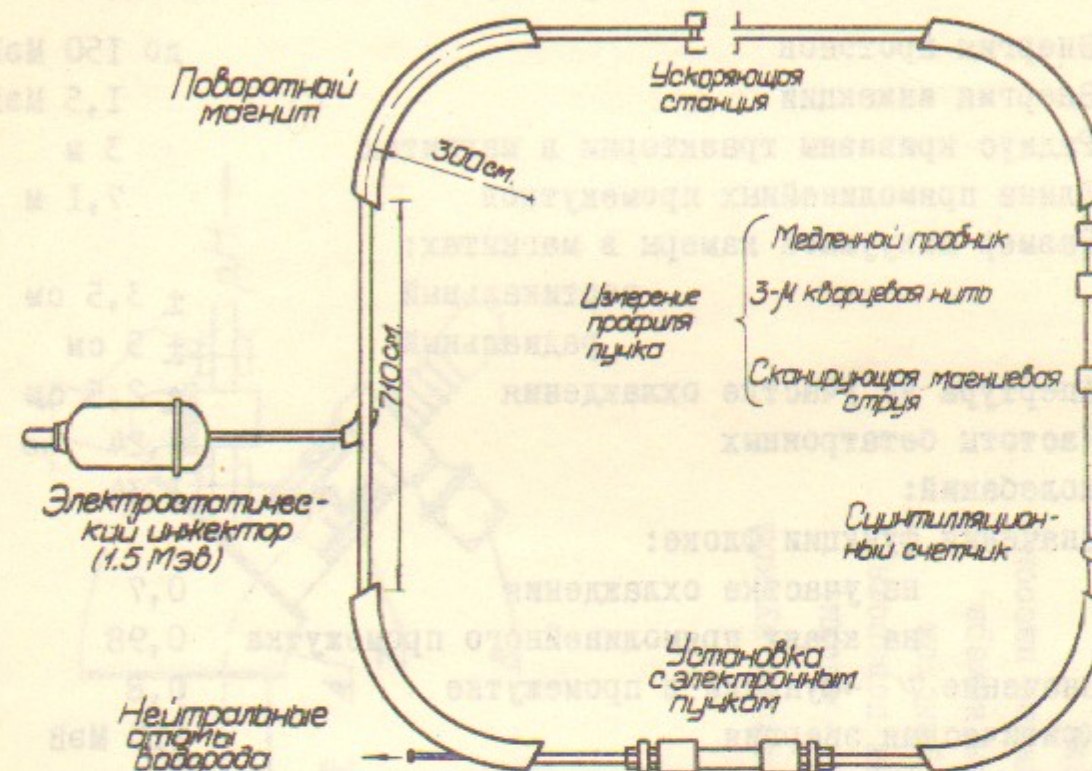


Рис. I. Схема накопителя протонов НАП-М.

(периметр 47,2 м). Структура магнитной системы накопителя вы - полнена по схеме синхротрона с нулевым градиентом и краевой фокусировкой. В прямолинейных промежутках размещены корректирующие квадрупольные линзы (около каждого края магнита), позволяющие сдвигать бетатронные частоты в пределах $\Delta\nu = \pm 0,1$.

Таблица I. Основные параметры накопителя НАП-М.

Энергия протонов		до 150 МэВ
Энергия инжекции		1,5 МэВ
Радиус кривизны траектории в магнитах		3 м
Длина прямолинейных промежутков		7,1 м
Размер вакуумной камеры в магнитах:		
вертикальный		$\pm 3,5$ см
радиальный		± 5 см
Апертура на участке охлаждения		$\pm 2,5$ см
Частоты бетатронных колебаний:	ν_z	1,24
	ν_r	1,34
Значения функции Флоке:		
на участке охлаждения		0,7
на краях прямолинейного промежутка		0,98
Значение ψ -функции в промежутке		0,8
Критическая энергия		110 МэВ
Длительность цикла ускорения		30 сек
Средний вакуум		$5 \cdot 10^{-10}$ Торр

Вакуумная камера накопителя прогривная ($T \sim 300^\circ\text{C}$).

В качестве инжектора накопителя использован электростатический генератор с энергией 1,5 МэВ, током протонов 1,5 мА в импульсе; длительность импульса инжекции 4 мксек, эмитанс 0,15 л.мрад.см.

Установка с электронным пучком /15/ расположена в одном из прямолинейных промежутков накопителя и имеет параметры, указанные в табл.2. Её схема приведена на рис.2.

Эксперименты по изучению электростатического генератора привели к следующим результатам: в установке /15/ успешно проведены эксперименты по инжекции протонов в накопитель НАП-М, специально разработанный для этих целей. Подробные сведения о работе накопителя даны в работах /10-14/. Накопитель типа работных (рис.1) содержит 4 поворотных магнита с радиусом кривизны 3 м и 4 прямолинейных промежутка длиной 7,1 м.

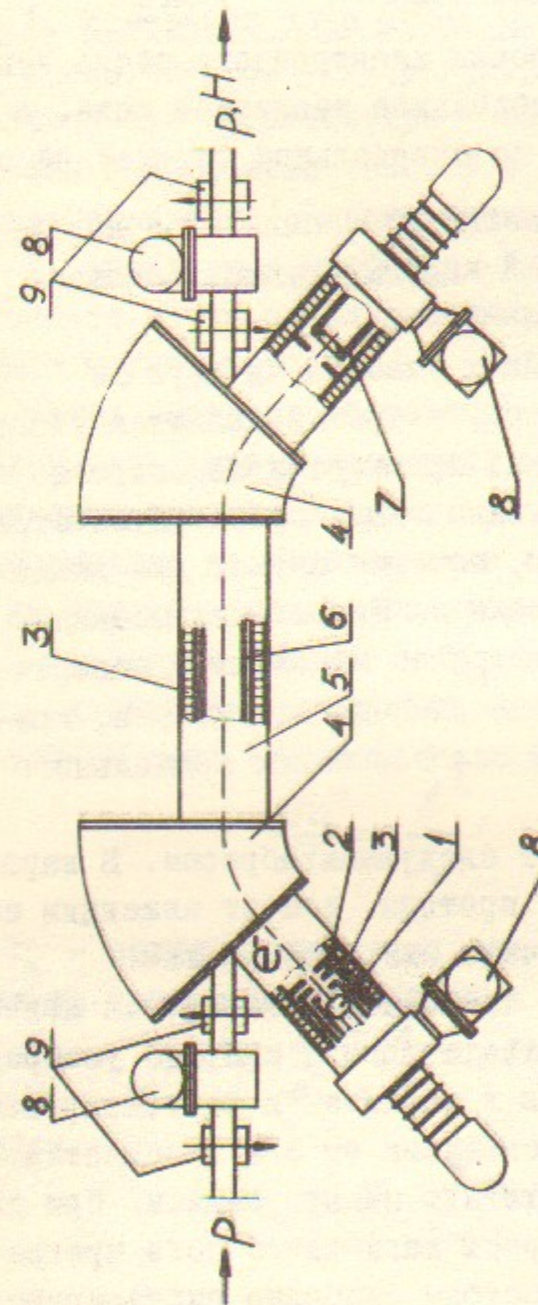


Рис.2. Схема установки с электронным пучком

- 1 - электронная пушка, 2 - аноды,
- 3 - соленоид, 4 - участки поворота электронного пучка, 5 - участок охлаждения, 6 - вакуумная камера, 7 - коллектор, 8 - вакуумные насосы, 9 - корректирующие магниты

Таблица 2. Параметры установки с электронным пучком

Длина участка охлаждения	1 м
Энергия электронов	до 100 кэВ
Ток электронов	до 1 А
Отношение поперечной "температурной" скорости электронов к их средней скорости θ_e	$2 \cdot 10^{-3}$
Стабильность энергии	лучше $1 \cdot 10^{-4}$
Сопровождающее магнитное поле	1 кГс

Для формирования и транспортировки электронного пучка используется сопровождающее однородное продольное магнитное поле, в которое погружена пушка, выполненная по специальной оптической схеме /16/. Необходимая однородность магнитного поля /15/ достигается с помощью магнитных экранов и корректирующих обмоток: $\Delta H/H \leq 3 \cdot 10^{-3}$.

Установка имеет три прямолинейных участка, в двух из которых расположены пушка и коллектор, а третий является участком встречи и встроен в прямолинейный промежуток накопителя протонов. Прямолинейные участки связаны между собой двумя отрезками с тороидальным магнитным полем, которые служат для ввода электронов на участок встречи и вывода из него. Центробежный дрейф электронов на этих участках устранен наложением поперечного магнитного поля, "ведущего" электроны по траектории, кривизна которой совпадает с кривизной силовой линии продольного поля.

Рабочий цикл комплекса выглядит следующим образом. В нарастающее магнитное поле инжектируются протоны. Момент инжекции синхронизируется по уровню поля от датчика ЯМР с точностью $\Delta H/H \leq 10^{-4}$. С той же относительной точностью фиксируется конечное значение магнитного поля и, соответственно, импульс ускоренных протонов. Закон нарастания токов в магнитах и корректирующих элементах накопителя определяется командами от ЭВМ и задается таблицей, заранее введенной в оперативную память машины. При достижении заданной энергии протонов рост магнитного поля прекращается, выключается ВЧ-система, и протоны свободно циркулируют в постоянном магнитном поле, стабильность которого поддерживается на уровне $\Delta H/H \leq 1 \cdot 10^{-4}$ в течение эксперимента, при этом уро-

вень пульсаций с частотами более 4 Гц не превышает $1 \cdot 10^{-5}$. После выключения ВЧ-системы включается установка с электронным пучком: продольное магнитное поле, электронный подогрев катода пушки, и устанавливается необходимый ток электронного пучка (высокие напряжения на пушку и коллектор включаются заранее и перестраиваются только при изменении энергии эксперимента). Энергия электронов в экспериментах поддерживалась с точностью $3 \pm 5 \cdot 10^{-5}$, уровень продольного магнитного поля - лучше $5 \cdot 10^{-4}$.

§ 2. Измерение параметров протонного пучка

1. Измерение тока пучка циркулирующих протонов производится магнетометром /17/, регулирующим магнитное поле пучка. Чувствительность магнетометра - около 5 мкА, время измерения - около 1 сек в диапазоне токов $5 + 100$ мкА. Ток сбунчированного пучка измерялся интегральным пикап-электродом и поясом Роговского.

2. Апертурные пробники. Для измерения размеров и положения протонного пучка использовались апертурные пробники, пересекающие пучок с малой скоростью.

Метод обладает достаточно высокой чувствительностью, если использовать сцинтилляционный счетчик и регистрировать протоны, рассеянные под малым углом. В экспериментах пробник и счетчик располагались последовательно по ходу протонов на противоположных концах прямолинейного промежутка (рис.1).

Разрешение метода a_{min} определяется скоростью пробника v_{pr} . Без электронного охлаждения многократное рассеяние протонов на остаточном газе вызывает расширение протонного пучка:

$$\frac{da^2}{dt} = \frac{b^2}{\tau_0} \quad (1)$$

где τ_0 - время жизни пучка для полной апертуры накопителя b . Тогда из очевидного требования

$$\Delta a^2 = \frac{da^2}{dt} \frac{a_{min}}{v_{pr}} \ll a_{min}^2$$

следует:

$$a_{min} \approx \frac{b^2}{v_{pr} \tau_0} \quad (2)$$

В присутствии электронного охлаждения, когда достигается установившийся размер протонного пучка (§ 5), оценка (2) остается справедливой, если вместо τ_0 подставить время жизни протонов по однократному рассеянию $\tau_{\text{с}}$ (§ 4).

Для типичных условий эксперимента ($\tau_0 \approx 10^3$ сек, $\tau_{\text{с}} \approx 5 \cdot 10^6$ сек, $\epsilon \approx 2$ см) и скорости пробника 0,3 см/сек оценки (2) дают, соответственно, 0,1 и 0,02 м, так что практически разрешение метода определяется техническими возможностями (точность и равномерность скорости пробника, перекос рамки и т.д.) которые позволяют обеспечить разрешение порядка 0,1 м.

3. Метод пересекающей нити. Тонкая кварцевая нить, пересекающая пучок с достаточно высокой скоростью, позволяет, в отличие от предыдущего метода, измерять распределение плотности протонов без разрушения пучка.

Конструктивно датчик выполнен в виде рамки, одна сторона которой жестко закреплена на стальной струне диаметром 1,6 мм (рис.3). На противоположной стороне закреплена тонкая кварцевая нить диаметром 2-3 мкм. Рамка может совершать свободные крутильные колебания вокруг оси струны с частотой 40 Гц^х). В двух крайних положениях (точках остановки маятника) рамка фиксируется с помощью электромагнитов. Юстировка механизма подвески производилась таким образом, чтобы в положении равновесия нить находилась на равновесной орбите. Тогда участок с максимальной скоростью нити соответствует моменту пересечения пучка. Однократное пересечение производится выключением электромагнитов на время пролета рамки от одного крайнего положения к другому.

Регистрация протонов, рассеянных нитью, осуществлялась так же, как и в описанном выше методе пробников.

Протоны, рассеявшиеся на нити, образуют "ореол" вокруг части пучка, не рассеянной нитью. В результате сигнал, получаемый при пересечении пучка нитью, является суммой сигнала от начального распределения частиц и от ореола, возникающего по мере пересечения пучка нитью. Отношение сигнала от ореола к полезному

х) Схема подвески с использованием крутильных колебаний предложена А.А.Лившицем.

сигналу равно отношению плотности частиц, образующих ореол, к плотности пучка. Плотность частиц в ореоле можно оценить следующим образом. Среднеквадратичное приращение амплитуды колебаний протона при однократном прохождении нити равно

$$\Delta = \sqrt{\langle \Delta z^2 \rangle} = R_0 |f| \sqrt{\frac{2 \Delta \theta_z^2 d}{\pi}} \quad (3)$$

где $\Delta \theta_z^2$ - среднеквадратичный угол рассеяния протона на единицу длины вещества нити, d - диаметр нити, R_0 - средний радиус накопителя, $|f|$ - значение функции Флоке в месте нахождения нити. Вероятность рассеяния протона на нити при однократном пересечении ею пучка есть:

$$\epsilon = 1 - \exp\left(-\frac{d}{v_w T_s}\right), \quad d \ll a_0 \quad (4)$$

где v_w - скорость движения нити, T_s - период обращения частиц в накопителе, a_0 - размер протонного пучка. При этом плотность частиц, образующих ореол, порядка $\epsilon N / \sqrt{\Delta^2 + a_0^2}$, а отношение сигнала от ореола к полезному сигналу ($V \sim N/a_0$) равно:

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\epsilon a_0}{\sqrt{\Delta^2 + a_0^2}} \quad (5)$$

Если приращение амплитуды колебаний частиц заметно меньше апертуры, а скорость движения нити достаточно велика, так что можно пренебречь многократным прохождением частиц сквозь нить ($\epsilon \ll 1$), то потери пучка определяются только однократным рассеянием на угол, больший апертурного. При энергии протонов 65 МэВ для кварцевой нити диаметром 2 мкм, движущейся со скоростью 5,5 м/сек, приращение амплитуды бетатронных колебаний Δ составляет 3 мм, вероятность рассеяния $\epsilon \approx 0,55$, так что при измерении пучка диаметром $2a_0 = 1$ мм вклад ореола не превышает 10%. Присутствие **ореола** хорошо прослеживается на осциллограммах сигнала (рис.4). Вклад ореола согласно (5) падает с уменьшением размера пучка. Эта любопытная особенность описываемого метода приводит к тому, что его разрешающая способность примерно равна диаметру нити. Можно указать также на ошибки, возникающие из-за перекоса нити или плоскости орбиты протонов

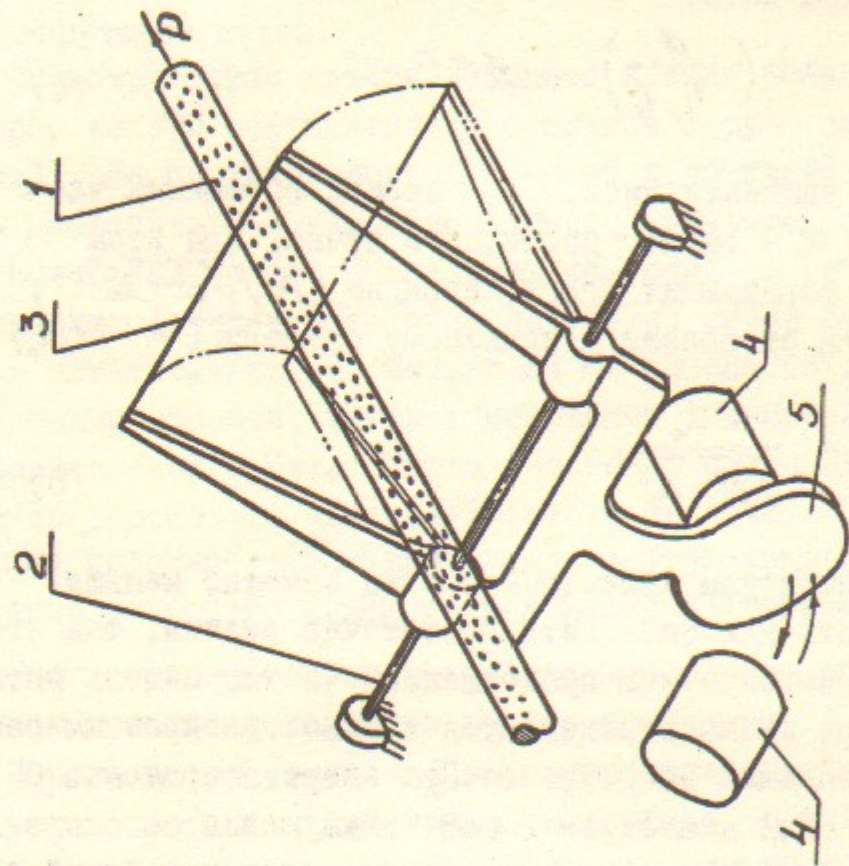


Рис. 3. Схема датчика плотности протонного пучка
(метод пересекающей нити)

1 - протонный пучок, 2 - стальная струна,
3 - кварцевая нить, 4 - фиксирующие электромагниты, 5 - яркорь.

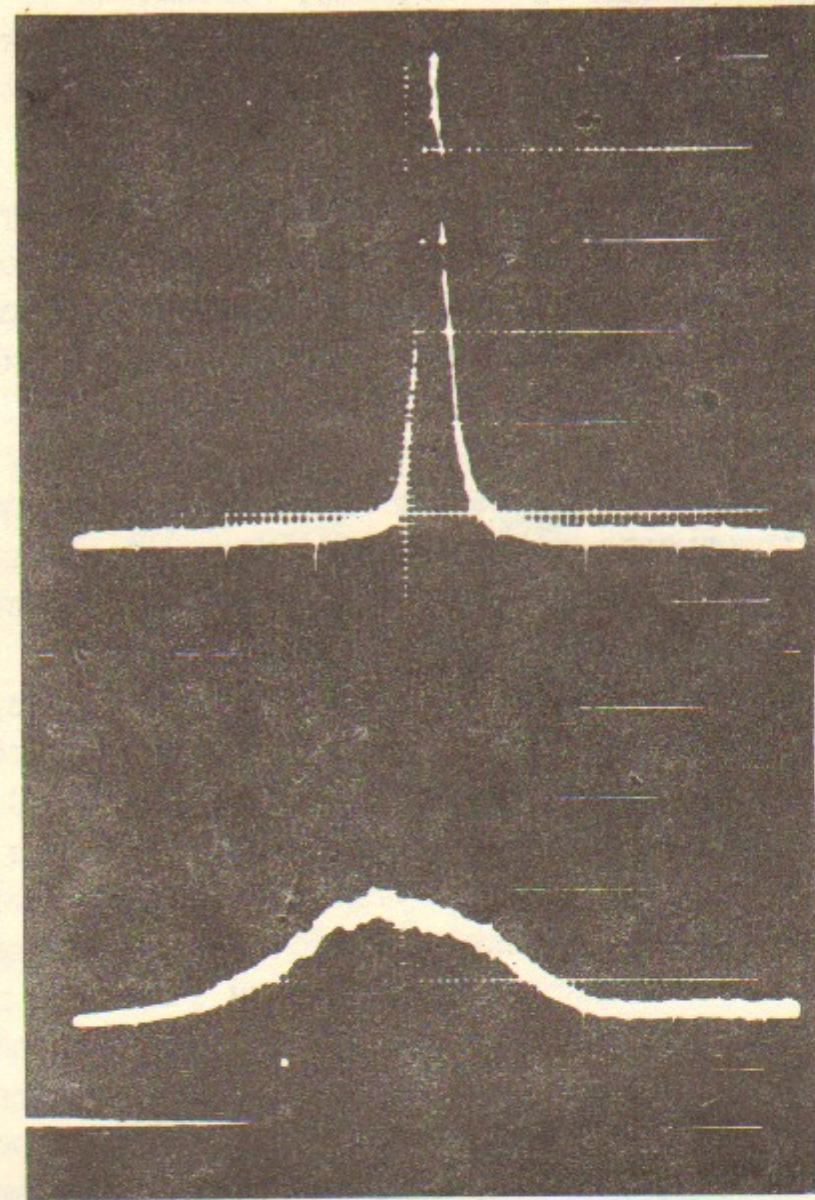


Рис. 4. Распределение плотности протонного пучка по вертикали
(метод пересекающей нити).

Масштаб развертки 5,5 мм/большое деление.

- а - электронное охлаждение включено, ток электронов 100 мА, энергия протонов 65 МэВ, установившийся размер 1,4 мм;
- б - электронное охлаждение не включено, пучок через 200 сек после ускорения.

относительно геометрических осей координат накопителя (в этом случае происходит "перемешивание" степеней свободы). Этот эффект ограничивает возможности независимого измерения поперечных размеров тонких пучков.

4. Метод магниевой струи основан на регистрации электронов ионизации, возникающих при пересечении протонного пучка тонкой струей паров магния. Электроны ионизации собираются электрическим полем на люминофор, находящийся под потенциалом +10 кВ (доускорение). Свечение люминофора регистрируется фотоумножителем. Осциллограммы сигнала ФЭУ, полученные при сканировании протонного пучка, показаны на рис.6. В отличие от измерителя плотности протонного пучка, описанного в работе /18/, в данной конструкции сканирование сечения протонного пучка осуществляется без получения промежуточного электронно-оптического изображения.

В экспериментах использовалась ленточная струя с поперечными размерами $1 \times 20 \text{ мм}^2$ и давлением паров около 10^{-6} Торр. Контейнер с порошкообразным магнием нагревается до температуры 450°C , а пары магния выходят через ряд отверстий диаметром 0,5 мм в одной из стенок контейнера (рис.5). Для окончательной коллимации струи на расстоянии 40 мм от стенки с отверстиями расположен экран со щелью 0,5 мм. Контейнер с коллиматором закреплен на подвижном штоке пробника, который перемещается по вертикали со скоростью 0,3 см/сек в диапазоне ± 3 см. Выбор магния в качестве рабочего материала определялся необходимостью обеспечения среднего вакуума в накопителе на уровне $5 \cdot 10^{-10}$ Торр при довольно высокой плотности струи. Конденсация паров металла на стенках вакуумной камеры существенно облегчает эту задачу. Относительно невысокая температура сублимации магния, его низкая химическая активность при температуре 450°C , а также отсутствие необходимости в специальных мерах предосторожности в обращении с ним заставляют отдать магнию предпочтение в сравнении с другими металлами (литием, бериллием).

Несмотря на низкое разрешение $\Delta Z \approx 0,5 \text{ мм}$, описываемый метод удачно дополняет метод пересекающей нити и очень удобен для измерения больших размеров, оперативной настройки режима охлаждения, а также исследования временных характеристик затухания колебаний.

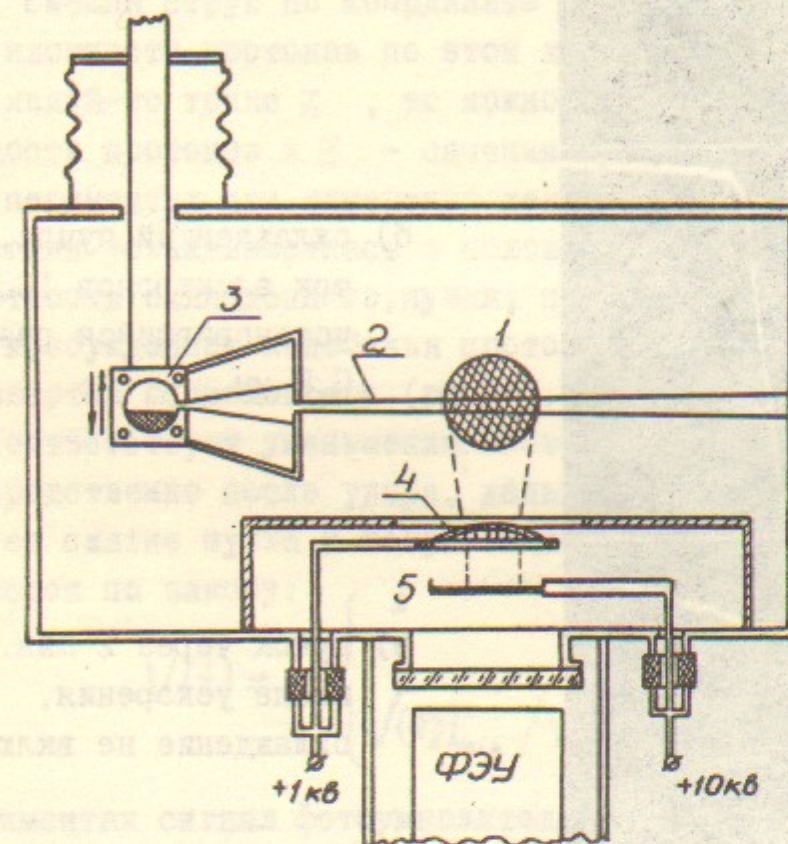
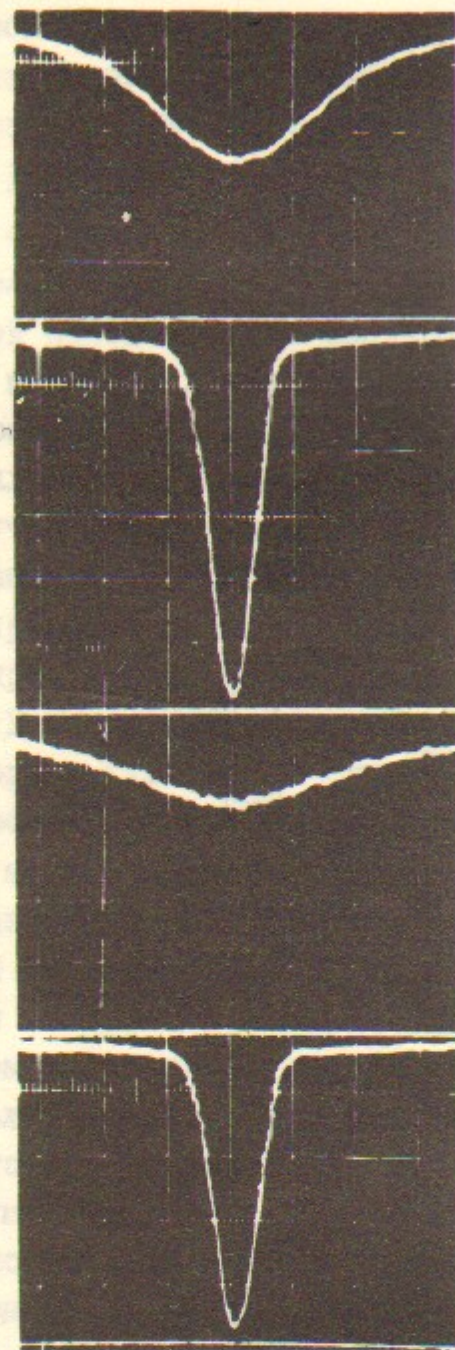


Рис. 5. Схема измерителя плотности протонного пучка (метод магниевой струи)

- 1 - протонный пучок, 2 - струя магния,
- 3 - контейнер с магнием, 4 - собирающий электрод, 5 - люминесцентный экран.



- а) протонный пучок сразу после ускорения;
- б) охлажденный пучок, ток электронов 100 мА, установившийся размер 0,8 мм
- в) пучок через 2 мин. после ускорения, охлаждение не включено;
- г) электронное охлаждение включено через 2 мин. после ускорения, охлажден пучок, показанный на рис. в).

Рис. 6. Распределение плотности протонного пучка по вертикали (метод магниевой струи).

Масштаб развертки 1 мм/большое деление

При сканировании по вертикали сигнал с ФЭУ пропорционален количеству протонов в данном горизонтальном сечении пучка (рис. 6). Поэтому, смещая струю по координате Z , можно получить распределение плотности протонов по этой координате. Если же установить струю в какой-то точке Z , то можно измерять изменение по времени плотности протонов в Z -сечении пучка. Этот способ применялся в экспериментах при измерении декрементов затухания колебаний. Струя магния устанавливалась в положении, соответствующем максимуму плотности охлажденного пучка, после чего ударом инфлектора в пучке возбуждались колебания протонов, одновременно запускалась развертка осциллографа (рис. 7). Всплеск сигнала в начальный момент соответствует уменьшению плотности протонов в центре пучка непосредственно после удара, дальнейшее поведение сигнала иллюстрирует сжатие пучка и возрастание плотности частиц. Сигнал с ФЭУ меняется по закону:

$$V(t) = V_0 \begin{cases} 1 & t < 0 \\ \sqrt{(a_z^2)_{\min}} / \sqrt{(a_z^2)_{\min} + B^2 e^{-2\lambda t}} & t > 0 \end{cases} \quad (6)$$

В экспериментах сигнал фотоумножителя вводился в ЭМ, параметры $(a_z^2)_{\min}$, B , λ определялись из соотношения (6) методом наименьших квадратов.

5. Метод нейтральных атомов водорода. На участке охлаждения при малых относительных скоростях протонов и электронов ($\Delta v/v \approx 10^{-3}$) наблюдается радиационная рекомбинация протонов и электронов с образованием нейтральных атомов водорода. Эти атомы, имеющие энергию протонов, не ионизируются в нижних возбужденных и основном состояниях магнитным полем накопителя (электрическое поле в системе частиц около 400 кв/см) и поэтому не отклоняются им, а через специальное окно в вакуумной камере (фольга из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм) выводятся наружу (рис. 1). Телескоп из сцинтилляционных счетчиков и двухкоординатной проводочной камеры регистрирует как полный поток, так и профиль пучка нейтральных атомов (фактически регистрируются, конечно, протоны, возникающие при "обдирке" нейтральных атомов на фольге выпускного окна). Таким способом можно измерить размер и угловую расходимость протонного пучка на участке охлаждения, используя большое расстояние до точки регистрации.

§ 3. Протонный пучок в режиме охлаждения

Основные результаты, полученные в экспериментах, состоят в следующем. При сведении скоростей протонов и электронов по величине и направлению с точностью $\Delta v/v \leq 1 \cdot 10^{-3}$ наблюдается:

- затухание бетатронных колебаний,
 - существование установившегося размера протонного пучка,
 - уменьшение энергетического разброса в протонном пучке и увлечение (ускорение или замедление) протонов электронами,
 - существенное увеличение времени жизни протонов.
- При разведении скоростей до $\Delta v/v > 2 \cdot 10^{-3}$ эти эффекты исчезают.

Эксперименты проводились в диапазоне энергий протонов 35-80 МэВ с несгруппированным пучком. Изучение охлаждения сгруппированного пучка не было произведено из-за малого времени жизни пучка τ_{rf} при включенной ВЧ-системе: шумы магнитного поля накопителя и ВЧ-системы не позволяли получить τ_{rf} существенно больше 100 сек, что резко затрудняло проведение исследований. К настоящему времени удалось, понизив уровень шумов, увеличить τ_{rf} до 1000 сек, что позволит провести эксперименты со сгруппированным пучком.

В таблице 3 приведены основные результаты экспериментов по охлаждению пучка свободно циркулирующих протонов. Эффективная температура электронов T_e , указанная в таблице, определена из установившегося вертикального размера протонного пучка (§ 5). Оценки на основании измерений других характеристик дают близкие значения T_e (§ 6,7).

Таблица 3. Типичные параметры эксперимента и результаты по охлаждению протонов.

Энергия протонов	35 - 80 МэВ
Энергия электронов	19 - 43,6 кэВ
Диаметр электронного пучка	10 мм
Ток электронов J_e	0,1-0,25 А
Ток протонов J_p	20 + 100 мкА
Средний вакуум	$5 \cdot 10^{-10}$ Торр

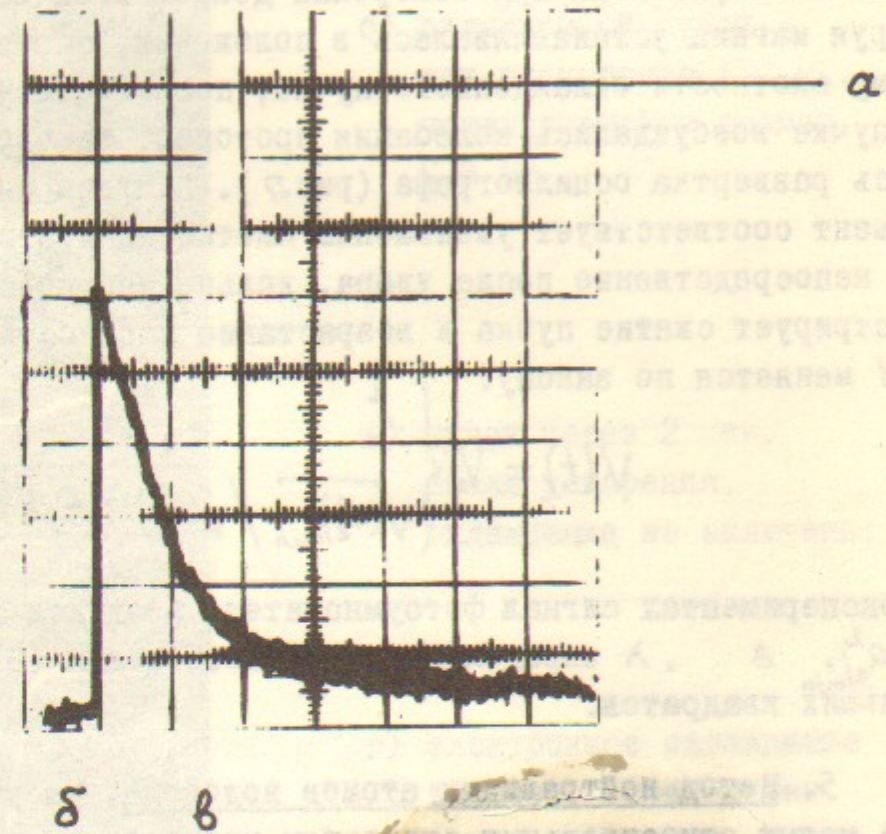


Рис. 7. Изменение во времени плотности в центре протонного пучка после удара инфлектора. Масштаб развертки 2 сек/большое деление.

- а - уровень сигнала вне пучка,
- б - сигнал, когда струя находится в центре пучка - до удара инфлектора,
- в - то же после удара инфлектора.

Таблица 3 (продолжение)

При энергии 65 МэВ

Установившийся размер протонного пучка	0,8 мм
Время охлаждения (при токе электронов 0,1 А)	5 сек
Время жизни в режиме охлаждения	5000 сек
Время жизни без охлаждения	900 сек
Эффективная температура электронов	0,2 эВ
Поток нейтральных атомов водорода	$17 \pm 2 \text{ A}^{-1} \cdot \text{мкА}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$
$J_e^{-1} J_F^{-1} \frac{dN}{dt}$	

§ 4. Время жизни протонов

Время жизни протонов, свободно циркулирующих в накопителе, зависит от многих факторов, среди которых в первую очередь следует отметить влияние резонансов и возмущений магнитной системы, эффекты пространственного заряда, возмущающее действие шумов магнитного поля и взаимодействие с остаточным газом. В описываемых экспериментах определяющим был последний из перечисленных факторов.

Многочисленное рассеяние протонов на остаточном газе вызывает в отсутствие затухания медленное (диффузное) увеличение амплитуд бетатронных колебаний частиц, и, соответственно, расширение пучка до размеров апертуры с последующей гибелью частиц на стенках камеры. Этот процесс характеризуется некоторой постоянной времени τ_{ms} . Однократное кулоновское рассеяние протонов (вклад ядерного рассеяния при этих энергиях мал) на угол, больший апертурного, приводит к гибели частиц даже при сколь угодно малых размерах пучка, а его интенсивность убывает с постоянной времени

$$\tau_{ss} \quad /19/ : \quad \tau_{ss} = \left(\frac{b}{R_0} \right)^2 \frac{\beta^3 \gamma^2 M^2 c^3}{4\pi Z^2 e^4 n_A \langle |f|^2 \rangle |f|_{\max}^2} \approx L_Z \tau_{ms}. \quad (7)$$

Здесь b , R_0 - апертура и средний радиус накопителя, f - функция Флоке накопителя, β - равновесная скорость протонов в единицах скорости света c , $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$; e, M, m - заряд и масса протона и электрона, Z, n_A - атомный номер и плотность атомов оста -

точного газа, $L_Z = \ln(183 Z^{-1/3})$ - кулоновский логарифм для процесса рассеяния на ядрах, $\langle \rangle$ - символ усреднения по орбите.

Ионизационные потери уменьшают среднюю энергию протонов, в результате чего линейно со временем уменьшается радиус кривизны равновесной орбиты:

$$R(t) = R(0) - b \frac{t}{\tau_E}$$

$$\tau_E = \frac{b}{R_0} \frac{\beta^3 \gamma^2 m M c^3}{4\pi Z e^4 n_A \psi_{\max}} \left[\ln \left(\frac{2\beta^2 \gamma^2 m c^2}{I} \right) - \beta^2 \right]^{-1} \quad (8)$$

Здесь I - средний ионизационный потенциал атома, ψ_{\max} - максимальное значение ψ - функции накопителя.

Флуктуации ионизационных потерь увеличивают разброс энергии в пучке протонов, что приводит также к его (диффузному) расширению по радиусу.

Время жизни протонного пучка без охлаждения можно грубо оценить по парциальным временам τ_{ss} , τ_{ms} и τ_E . Для параметров НАП-М ($b = 2$ см, давление остаточного газа $5 \cdot 10^{-10}$ Торр, $Z = 7$, $\beta = 0,35$) соответствующие величины имеют значения: $\tau_{ss} = 7 \cdot 10^3$ сек, $\tau_{ms} = 1,5 \cdot 10^3$ сек, $\tau_E = 2,5 \cdot 10^3$ сек. Отсюда следует, что ожидаемое время жизни протонного пучка составляет порядка 1000 сек, что хорошо согласуется с экспериментальным результатом, приведенным в таблице 3.

Если электронное затухание действует эффективно, то вносимое им затухание колебаний протонов вызывает сжатие пучка и подавляет его расширение из-за многократного рассеяния, а выравнивание продольных скоростей частиц (монохроматизация пучка) исключает действие ионизационных процессов. В результате время жизни протонов в режиме охлаждения определяется величиной τ_{ss} . Приведенные представления иллюстрирует рис.8. В отсутствие электронного охлаждения (кривая I) пучок протонов, имеющий сразу после ускорения размеры, заметно меньшие апертуры, вначале медленно расширяется, а его интенсивность убывает лишь за счет од-

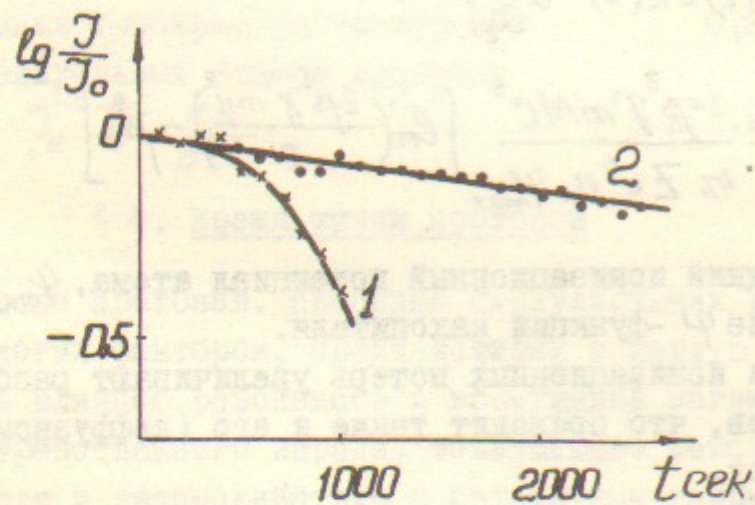


Рис. 8. Зависимость тока протонного пучка от времени.

- 1 - электронное охлаждение отсутствует,
2 - режим электронного охлаждения.

Энергия протонов 65 МэВ,
ток электронов 100 мА.

нократного рассеяния с постоянной времени τ_{ss} ("плато" на кривой 1). После того, как пучок расширился до размеров апертуры, его интенсивность убывает с постоянной времени $\tau_{ms} \approx 0,2 \tau_{ss}$. В режиме электронного охлаждения пучок не расширяется, а его интенсивность убывает с постоянной времени τ_{ss} (кривая 2), и, соответственно, время жизни возрастает в L_z раз ($L_z \approx 5$).

Возрастание времени жизни протонов было первым эффектом, обнаруженным в экспериментах по электронному охлаждению [5].

§ 5. Установившиеся амплитуды бетатронных колебаний

Сжатие и монохроматизация протонного пучка в режиме охлаждения происходят до тех пор, пока затухание преобладает над диффузионными процессами. К последним относятся, кроме многократного рассеяния и флуктуаций ионизационных потерь, диффузия протонов на некогерентных флуктуациях плотности электронного пучка, "технических" шумах электронного пучка, магнитного поля накопителя и т.д. Соответствующее уравнение баланса (уравнение Ланжевена) для квадратов амплитуд бетатронных колебаний по i -ой координате имеет вид:

$$\frac{dA_i^2}{dt} = -\frac{2A_i^2}{\tau_e} + \sum_k \left(\frac{dA_i^2}{dt} \right)_k \quad (9)$$

где τ_e - время охлаждения малых амплитуд (см. ниже). Амплитуды бетатронных колебаний A_i и размер пучка a_i связаны известными соотношениями

$$a_z^2(\vartheta) = \overline{z^2(\vartheta)} = A_z^2 |f_z(\vartheta)|^2$$

$$a_r^2(\vartheta) = A_r^2 |f_r(\vartheta)|^2 + R_0^2 \psi^2(\vartheta) \frac{(\Delta p)^2}{P_0^2}$$

где $f_z(\vartheta)$, $f_r(\vartheta)$ - функции Флоке накопителя, $R_0 \psi(\vartheta)$ - искаже -

ние орбиты при единичном отклонении импульса от равновесного значения.

Слагаемые (dA_i^2/dt) в (9) учитывают скорость диффузии соответствующего процесса. В частности, для многократного рассеяния

$$\left(\frac{dA_i^2}{dt}\right)_{ms} \approx \frac{2\theta^2}{\tau_{ms}} \quad (10)$$

В простейшем случае постоянной плотности электронного пучка и сферически-симметричного максвелловского распределения электронов по скоростям могут быть получены аналитические выражения (II + I4, I7), описывающие затухание бетатронных колебаний в результате охлаждения. Учет несферичности распределения (§ 7) несущественно изменяет эти оценки. Для диффузии протонов на электронах охлаждающего пучка /2, 20/:

$$\left(\frac{dA_i^2}{dt}\right)_e = \frac{4m}{M} \frac{(R_0 \theta_{ei})^2}{\tau_e} \langle |f_i|^2 \rangle_e \quad (11)$$

где θ_{ei} - среднеквадратичное значение отношения i -ой поперечной компоненты скорости электронов к их средней скорости, $\langle |f_i|^2 \rangle_e$ - среднее по участку охлаждения значение квадрата модуля функции Флоке для i -ой степени свободы.

Установившиеся значения амплитуд A_{eq} найдем, приравняв нулю правую часть (9). Для наиболее важных диффузионных процессов (10, 11) получим:

$$\frac{A_{eq}}{R_0} = \sqrt{2 \frac{m}{M}} \theta_{ei} \sqrt{\langle |f_i|^2 \rangle_e + \frac{M}{2m} \left(\frac{\theta}{R_0 \theta_{ei}}\right)^2 \frac{\tau_e}{\tau_{ms}} \langle |f_i|^2 \rangle_e} \quad (12)$$

В случае достаточно высокого вакуума, когда

$$\tau_{ms} \gg \frac{M}{2m} \left(\frac{\theta}{R_0 \theta_{ei}}\right)^2 \frac{\langle |f_i|^2 \rangle_e}{\langle |f_i|^2 \rangle_e} \tau_e \quad (13)$$

достигаются установившиеся значения амплитуд, соответствующие ра-

венству "температур" электронного и протонного "газов" - так называемый "температурный предел" размеров протонного пучка:

$$\frac{A_{eq}}{R_0} = \sqrt{2 \frac{m}{M} \langle |f_i|^2 \rangle_e} \theta_{ei} \quad (14)$$

В экспериментах были получены минимальные вертикальный и радиальный размеры протонного пучка $2a_{eq} \approx 0,8$ мм ($A_{eq} \approx 0,4$ мм). Оценки по формуле (12) для полученного значения a_{eq} дают $\theta_{ez} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$, или $T_e \approx 0,20$ эВ. Интересно, что полученные размеры протонного пучка лишь вдвое превышают величину температурного предела (14) для приведенного значения θ_{ez} .

§ 6. Декременты затухания бетатронных колебаний

Для малых амплитуд бетатронных колебаний, когда скорость протонов в системе частиц меньше среднеквадратичной скорости электронов или, в лабораторной системе,

$$\theta_{pi} < \theta_{ei} \quad (15)$$

сила трения пропорциональна скорости протонов /1/, и можно ввести декремент затухания колебаний λ_i или время охлаждения малых амплитуд τ_e :

$$\lambda_i = \frac{1}{2M} \frac{\partial F_i}{\partial v_i} = \tau_e^{-1} \quad (16)$$

В случае постоянной плотности электронного пучка и сферически-симметричного максвелловского распределения электронов по скоростям выражение для τ_e имеет вид:

$$\tau_e = \frac{3}{2\sqrt{2\pi}} \frac{\beta \gamma^2}{c \tau_p \eta L_p} \cdot \frac{mc^3}{e j} \left(\frac{T_e}{mc^2}\right)^{3/2} \quad (17)$$

$$T_e = \beta^2 \gamma^2 mc^2 \theta_{ei}^2 \quad (18)$$

где η - доля орбиты, занятая электронным пучком, $L_p \approx 20$ - кулоновский логарифм процесса рассеяния протонов на электронах пучка,

r_p – классический радиус протона, j – средняя по сечению протонного пучка плотность тока электронов, T_e – температура электронов в системе частиц. В формуле (I7) не учитывается влияние сопровождающего магнитного поля на передачу энергии протонов электронам при столкновениях, что оправдано только для поперечных колебаний протонов (см. §7).

В экспериментах измерялся декремент затухания вертикальных колебаний и исследовалась его зависимость от различных параметров. Измерения производились по методике, описанной в § 2, п.4 (метод магнетиной струи). В предварительно охлажденном протонном пучке ($a_{eq} = 0,4$ мм) ударом инфлектора возбуждались вертикальные бетатронные колебания с амплитудой 3 мм, и наблюдалось их затухание (рис.8). Использование предварительно охлажденного пучка позволяло исключить влияние размера протонного пучка на величину времени охлаждения, что существенно упрощало интерпретацию результатов.

На рис.9 представлена зависимость времени охлаждения от точности, с которой совпадают направления средних скоростей протонов и электронов. Последняя определялась углом пересечения орбиты протонов с осью электронного пучка $\bar{\theta}_{r,z}$, изменявшимся в ходе измерений. Оказалось, что допустимые значения углов $\bar{\theta}$ по обоим направлениям составляют $\pm 1,2 \cdot 10^{-3}$, что хорошо согласуется с результатами численных расчетов, в которых моделировалось охлаждение протонного пучка в НАП-М пучком электронов с максвелловским распределением по скоростям. На рис.9 нанесены также расчетные кривые τ ($\bar{\theta}_{r,z}$) для различных значений температуры электронов. Экспериментальные точки лежат ближе к расчетной кривой, соответствующей температуре электронов $T_e \approx 0,2$ эВ ($\theta_{er} \approx \theta_{ez} \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$).

Была измерена зависимость времени охлаждения от величины начальной амплитуды бетатронных колебаний, возбужденных в охлажденном пучке (рис.10). Декремент остается примерно постоянным до значений амплитуды $a_0 = 3$ мм ($\theta_p \approx 2,5 \cdot 10^{-4}$). Если же амплитуда превышает размер электронного пучка, декремент существенно падает, однако охлаждение продолжает действовать вплоть до $a_0 \approx 1$ см ($\theta_p \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$).

Этот результат находится в согласии с результатами измерений зависимости времени охлаждения от точности совмещения пучков по вертикали (рис.11). В этих экспериментах смещение протонного пучка относительно электронного производилось деформацией орбиты

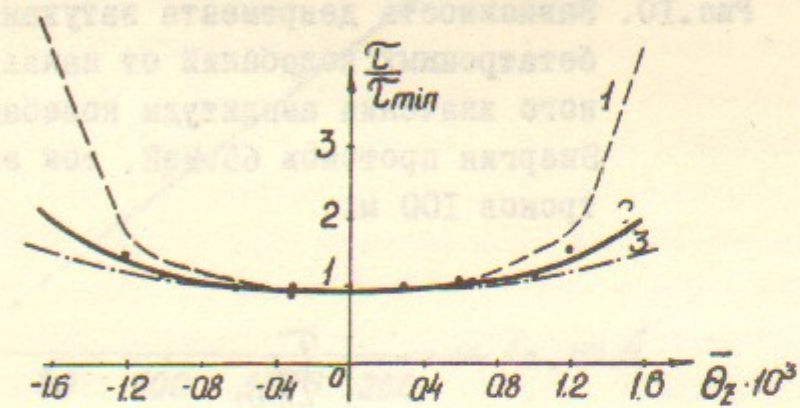
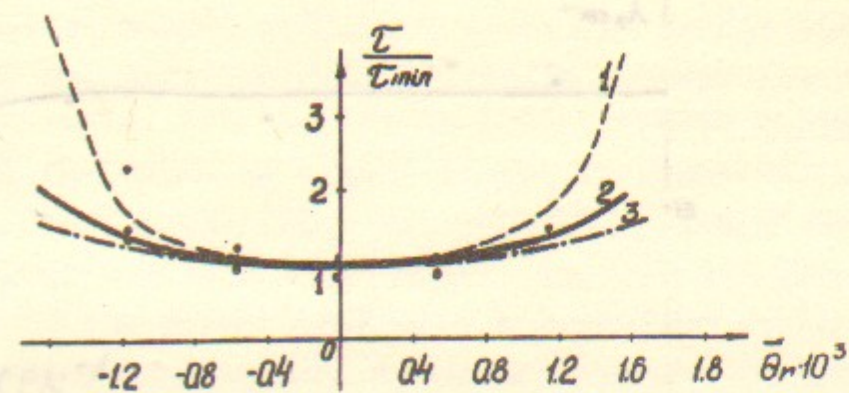


Рис. 9. Зависимость времени охлаждения от углов пересечения протонного и электронного пучков.

- эксперимент
 1 – расчет для $\theta_{ei} = 1,7 \cdot 10^{-3}$
 2 – расчет для $\theta_{ei} = 1,5 \cdot 10^{-3}$
 3 – расчет для $\theta_{ei} = 1,15 \cdot 10^{-3}$

Энергия протонов 65 МэВ,
 ток электронов 100 мА.

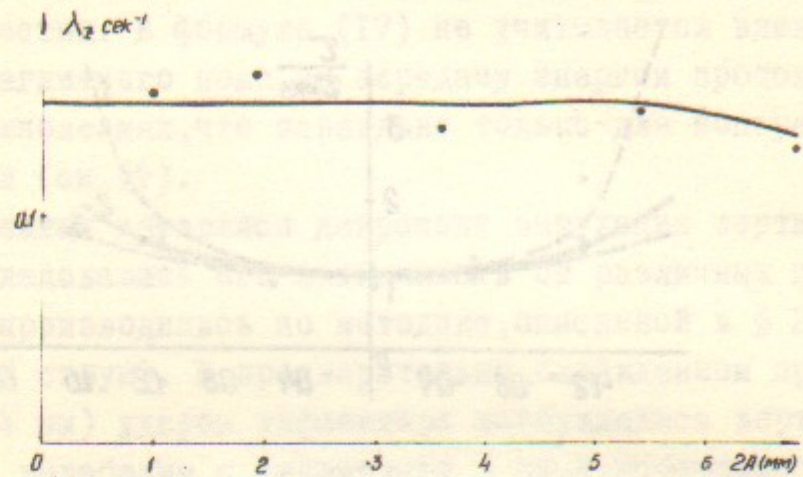


Рис. 10. Зависимость декремента затухания бетатронных колебаний от начального значения амплитуды колебаний. Энергия протонов 65 МэВ, ток электронов 100 мА.

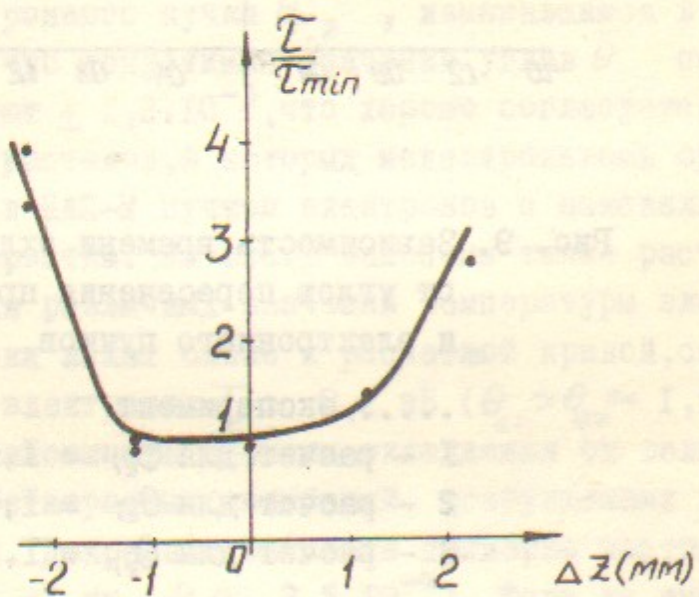


Рис. 11. Зависимость времени охлаждения от расстояния между осями пучков. Энергия протонов 65 МэВ, ток электронов 100 мА.

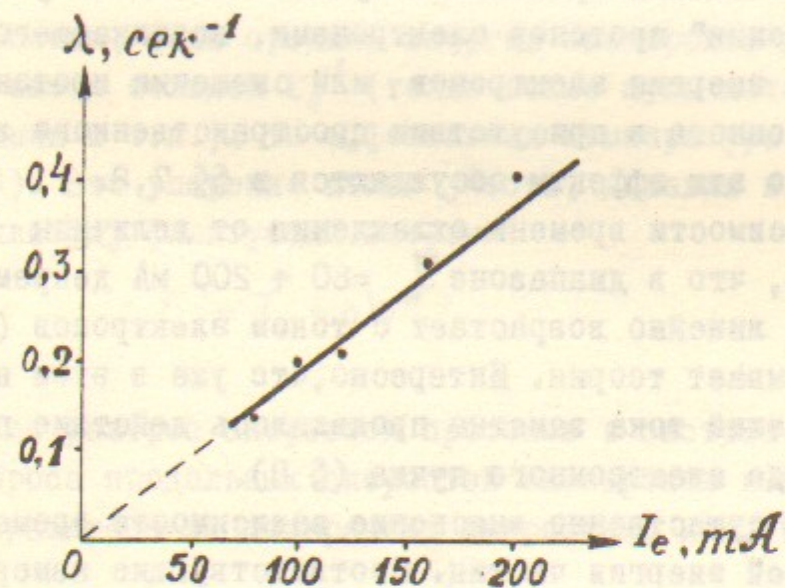


Рис. 12. Зависимость декремента затухания бетатронных колебаний от тока электронного пучка. Энергия протонов 65 МэВ.

протонов в накопителе, а величина смещения орбиты измерялась **апертурными пробниками**. Охлаждение оставалось эффективным при смещении орбиты на $\Delta Z \approx \pm 2$ мм. При больших смещениях картина явления усложняется эффектами пространственного заряда электронного пучка (§ 8).

Смещение орбиты по радиусу также не влияет на эффективность электронного охлаждения, пока протонный пучок остается внутри электронного. Однако, при измерении зависимости времени охлаждения от радиального смещения протонного пучка необходимо учитывать влияние "увлечения" протонов электронами, возникающего при перестройке средней энергии электронов или смещении протонного пучка внутри электронного в присутствии пространственного заряда последнего. Подробно эти эффекты обсуждаются в §§ 7, 8.

Измерения зависимости времени охлаждения от величины тока электронов показали, что в диапазоне $I_e = 80 + 200$ мА декремент затухания колебаний линейно возрастает с током электронов (рис. I2), как и предсказывает теория. Интересно, что уже в этом небольшом диапазоне изменений тока заметно проявлялось действие пространственного заряда электронного пучка (§ 8).

Для приложений существенно выяснение зависимости времени охлаждения от средней энергии частиц. Соответствующие измерения, проведенные в диапазоне энергий протонов $30 + 75$ МэВ, показали, что ζ_e растет с ростом энергии, примерно, как β^2 ($j = \text{const}$). Этот результат можно интерпретировать как увеличение с энергией эффективной температуры T_e в (I7).

§ 7. Затухание энергетического разброса

Аналогично (I2, I4) можно получить выражения для установившегося значения разброса импульса (монохроматичности) протонного пучка. В этом случае теперь необходимо учитывать, что в результате ускорения электронов функция распределения существенно деформируется. Если вблизи поверхности катода электронный поток вполне удовлетворительно описывается квази-максвелловской функцией распределения по скоростям с температурой, равной температуре катода, то после ускорения до энергии W продольный разброс электронов по продольным скоростям уменьшается, в результате чего "продольная температура" электронов в системе частиц

имеет значение:

$$T_{||} \approx \frac{T_k^2}{2\beta^2 mc^2} \rightarrow \frac{T_k^2}{4W} \quad (I9)$$

Последнее соотношение дает нерелятивистский предел продольной температуры. Из соотношения (I9) следует, что продольная температура пучка ускоренных электронов существенно меньше поперечной температуры, и это состояние сохраняется, поскольку время пролета электронов много меньше характерного времени максвеллизации.

Конечно, если средняя энергия электронов флуктуирует с частотой, много большей ζ_e^{-1} (технические шумы источника ускоряющего напряжения и т.п.), то эффективная температура превышает значение (I9). Это уширение можно учесть, добавив в среднеквадратичную амплитуду флуктуаций энергии:

$$T_k^* = T_k + \Delta W \quad (20)$$

Если разброс скоростей протонов в системе частиц много больше разброса продольных скоростей электронов в той же системе, но меньше разброса их поперечных скоростей, или, в лабораторной системе:

$$\theta_{ei} \gg \frac{\Delta p}{P_s} \gg \frac{T_k^*}{\beta^2 mc^2} \quad (21)$$

то температурный предел разброса продольной компоненты импульса протонов описывается в лабораторной системе выражением:

$$\left(\frac{\Delta p}{P_s}\right)_{eq} \approx \frac{m}{4M} \frac{L_{\perp}}{L_{||}} \theta_{ei} \quad (22)$$

Здесь $L_{\perp} \sim L_p$, $L_{||}$ — соответственно, кулоновские логарифмы для процессов передачи энергии в системе частиц от протона электрону, соответственно, в поперечном и продольном направлениях при наличии сопровождающего продольного магнитного поля.

Если предел (22) настолько мал, что установившийся разброс продольных скоростей протонов в системе частиц оказывается мень-

протонов в накопителе, а величина смещения орбиты измерялась **апертурными пробниками**. Охлаждение оставалось эффективным при смещении орбиты на $\Delta Z \approx \pm 2$ мм. При больших смещениях картина явления усложняется эффектами пространственного заряда электронного пучка (§ 8).

Смещение орбиты по радиусу также не влияет на эффективность электронного охлаждения, пока протонный пучок остается внутри электронного. Однако, при измерении зависимости времени охлаждения от радиального смещения протонного пучка необходимо учитывать влияние "увлечения" протонов электронами, возникающего при перестройке средней энергии электронов или смещении протонного пучка внутри электронного в присутствии пространственного заряда последнего. Подробно эти эффекты обсуждаются в §§ 7, 8.

Измерения зависимости времени охлаждения от величины тока электронов показали, что в диапазоне $I_e = 80 + 200$ мА декремент затухания колебаний линейно возрастает с током электронов (рис. I2), как и предсказывает теория. Интересно, что уже в этом небольшом диапазоне изменений тока заметно проявлялось действие пространственного заряда электронного пучка (§ 8).

Для приложений существенно выяснение зависимости времени охлаждения от средней энергии частиц. Соответствующие измерения, проведенные в диапазоне энергий протонов $30 + 75$ МэВ, показали, что ζ_e растет с ростом энергии, примерно, как $\beta^2 (j = \text{const})$. Этот результат можно интерпретировать как увеличение с энергией эффективной температуры T_e в (I7).

§ 7. Затухание энергетического разброса

Аналогично (I2, I4) можно получить выражения для установившегося значения разброса импульса (монохроматичности) протонного пучка. В этом случае теперь необходимо учитывать, что в результате ускорения электронов функция распределения существенно деформируется. Если вблизи поверхности катода электронный поток вполне удовлетворительно описывается квази-максвелловской функцией распределения по скоростям с температурой, равной температуре катода, то после ускорения до энергии W продольный разброс электронов по продольным скоростям уменьшается, в результате чего "продольная температура" электронов в системе частиц

имеет значение:

$$T_{||} \approx \frac{T_k^2}{2\beta^2 mc^2} \rightarrow \frac{T_k^2}{4W} \quad (I9)$$

Последнее соотношение дает нерелятивистский предел продольной температуры. Из соотношения (I9) следует, что продольная температура пучка ускоренных электронов существенно меньше поперечной температуры, и это состояние сохраняется, поскольку время пролета электронов много меньше характерного времени максвеллизации.

Конечно, если средняя энергия электронов флуктуирует с частотой, много большей ζ_e^{-1} (технические шумы источника ускоряющего напряжения и т.п.), то эффективная температура превышает значение (I9). Это уширение можно учесть, добавив в среднеквадратичную амплитуду флуктуаций энергии:

$$T_k^* = T_k + \Delta W \quad (20)$$

Если разброс скоростей протонов в системе частиц много больше разброса продольных скоростей электронов в той же системе, но меньше разброса их поперечных скоростей, или, в лабораторной системе:

$$\Theta_{ei} \gg \frac{\Delta p}{P_s} \gg \frac{T_k^*}{\beta^2 mc^2} \quad (21)$$

то температурный предел разброса продольной компоненты импульса протонов описывается в лабораторной системе выражением:

$$\left(\frac{\Delta p}{P_s}\right)_{eq} \approx \frac{m}{4M} \frac{L_{\perp}}{L_{||}} \Theta_{ei} \quad (22)$$

Здесь $L_{\perp} \sim L_p$, $L_{||}$ - соответственно, кулоновские логарифмы для процессов передачи энергии в системе частиц от протона электрону, соответственно, в поперечном и продольном направлениях при наличии сопровождающего продольного магнитного поля.

Если предел (22) настолько мал, что установившийся разброс продольных скоростей протонов в системе частиц оказывается мень-

ше разброса продольных скоростей электронов, так что

$$\frac{m}{4M} \frac{L_{\perp}}{L_{\parallel}} \theta_{ei} < \frac{T_k^*}{\beta^2 m c^2} \quad (23)$$

то установившийся разброс $(\Delta p / p_s)_{eq}$ имеет значение:

$$\left(\frac{\Delta p}{p_s}\right)_{eq} \approx \sqrt{\frac{L_{\perp}}{L_{\parallel}} r \theta_{ei} \frac{T_k^*}{\beta^2 M c^2}} \quad (24)$$

Время монохроматизации пучка, за которое устанавливается значение (22), есть

$$\tau_{\parallel} \sim \frac{\tau_e}{\theta_{ei}} \left(\frac{\Delta p}{p_s}\right)_{in} \frac{L_{\perp}}{L_{\parallel}} \lesssim \tau_e \quad (25)$$

Здесь $(\Delta p / p_s)_{in}$ - начальное значение разброса импульса протонов.

Для бетатронных колебаний в случае такого "сплющенного" распределения время охлаждения τ_e и установившиеся амплитуды описываются выражениями, которые отличаются от, соответственно, выражений (17, 12, 14) лишь численными коэффициентами порядка единицы, точное значение которых зависит от конкретного вида функции распределения электронов по скоростям.

Первым экспериментальным доказательством затухания разброса импульса протонов в режиме охлаждения было обнаружение упомянутого выше эффекта увлечения: при перестройке средней энергии электронов в небольших пределах вблизи оптимального значения пучок охлажденных протонов, свободно циркулирующих в постоянном магнитном поле накопителя при выключенной ВЧ-системе, смещается по радиусу. Это происходит из-за расширения или сжатия орбиты протонов, которые ускоряются или замедляются электронами при изменении средней энергии последних. Процесс ускорения (замедления) идет до равенства средних скоростей частиц, как и предсказывает теория.

На рис. 13 приведены осциллограммы сигнала сцинтилляционного счетчика, регистрирующего протоны, рассеянные на краю радиального апертурного пробника, пересекающего пучок. При перестройке

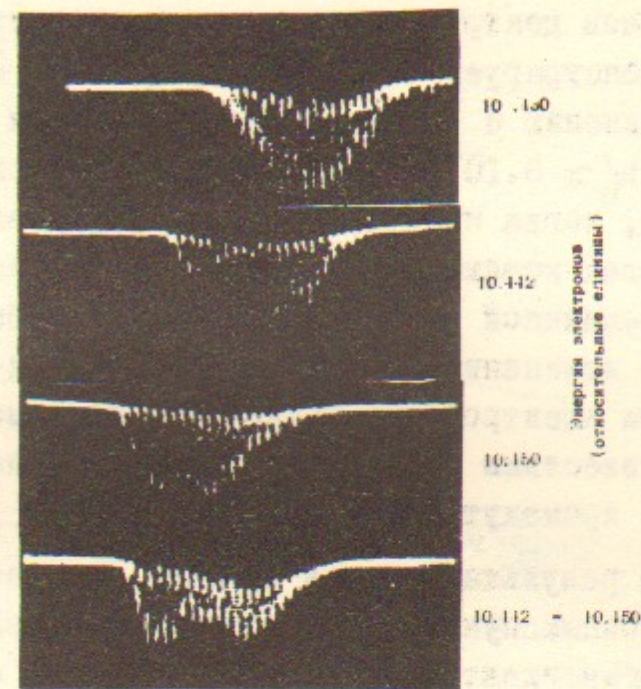


Рис. 13. "Увлечение" протонного пучка электронным: смещение протонного пучка по радиусу в зависимости от энергии электронов.

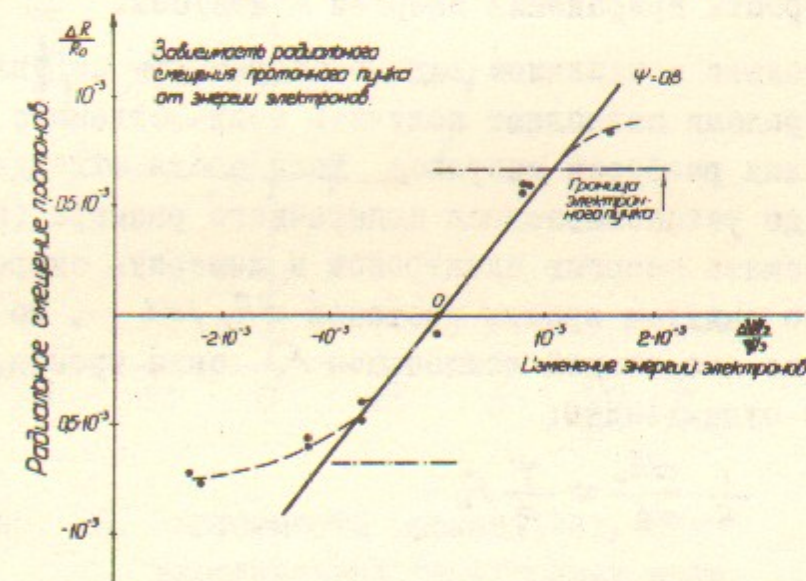


Рис. 14. Зависимость радиального смещения протонного пучка от энергии электронов вблизи равенства средних скоростей.

энергии электронов центр тяжести сигнала смещается. Нижняя осциллограмма демонстрирует частичное увлечение протонов при быстром (по сравнению с τ_{II}) изменении энергии электронов на величину $\Delta W_e / W_e \approx 8 \cdot 10^{-4}$. При несколько худшем вакууме ($\sim 5 \cdot 10^{-9}$ торр), когда пространственный заряд электронного пучка компенсирован ионами остаточного газа, была получена зависимость между величиной расширения (сжатия) орбиты протонов ΔR и относительным изменением кинетической энергии электронов (рис.14). Внутри электронного пучка эта зависимость линейная и согласуется с известным значением Ψ -функции накопителя НАП-М в прямолинейном промежутке ($\Psi = 0,8$).

Полученный результат вызвал желание произвести ускорение протонов электронным пучком. Для этого после включения режима охлаждения энергия электронов и магнитное поле накопителя одновременно увеличивались согласованным образом (управление от ЭВМ). Достижимое приращение энергии протонов зависело от отношения скоростей изменения магнитного поля накопителя и энергии электронов. В оптимуме было достигнуто увеличение энергии протонов на 1,2%, а время ускорения составило 200 сек, что соответствует средней скорости приращения энергии 4 кэВ/сек.

В несколько измененном виде эксперименты по увлечению протонов электронами позволяют получить количественные характеристики затухания разброса импульса. Если после охлаждения протонного пучка до установившегося поперечного размера (порядка 1 мм) скачком изменить энергию электронов и измерить скорость изменения среднего радиуса орбиты протонов dR_0/dt , то можно получить значение продольной компоненты F_{II} силы трения, вносимой электронным охлаждением:

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR_0}{dt} = \frac{\Psi}{\beta_s} F_{II} \quad (26)$$

В экспериментах, результаты которых представлены на рис.15, измерялось время прихода протонов на пробник, подведенный к оси протонного пучка на расстояние 3 мм (пробник находился в том промежутке, где нет электронного пучка-см.рис.1). На рис.15, кроме экспериментальных точек, нанесена расчетная зависимость

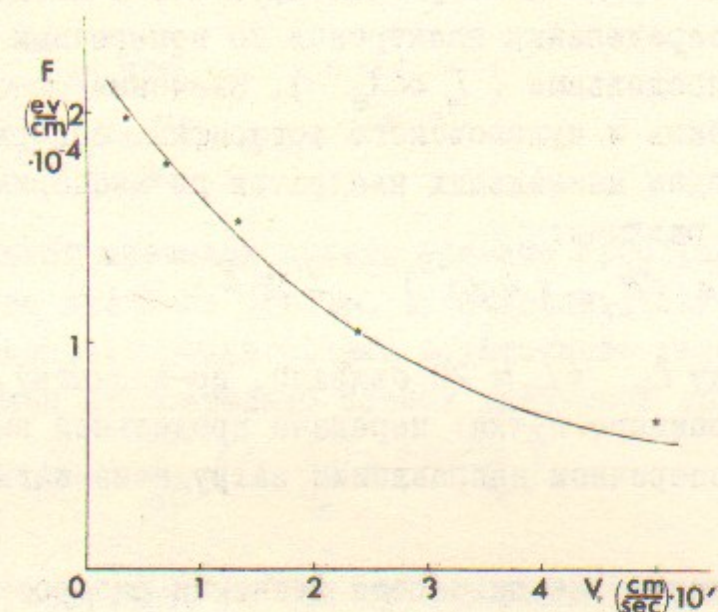


Рис. 15. Зависимость продольной силы трения от разности средних скоростей протонов и электронов.

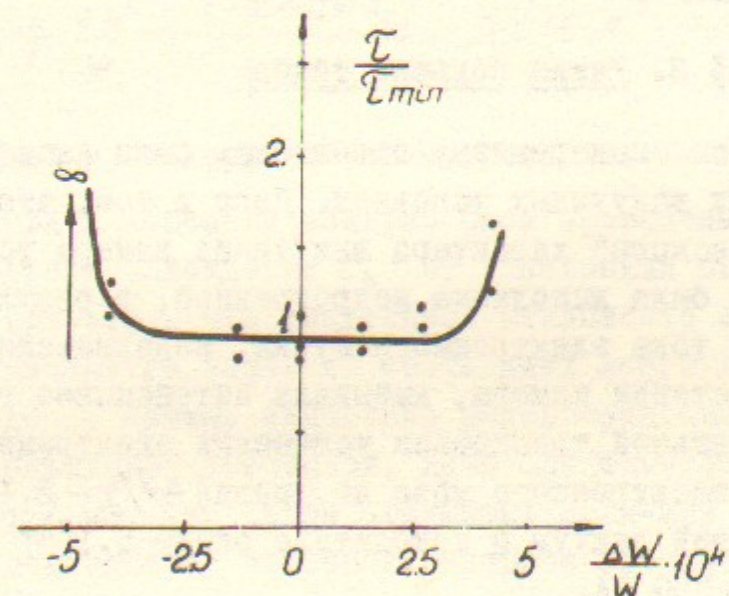


Рис. 16. Зависимость времени затухания вертикальных бетатронных колебаний от расстройки энергии электронов.

Рис. 15-16: энергия протонов 65 МэВ, ток электронов 100 мА.

$F_{||}$ от разности средних скоростей протонов и электронов для максвелловского распределения электронов по поперечным скоростям и δ -образного по продольным ($T_{||} \ll T_e$). Значения поперечной температуры электронов и кулоновского логарифма, содержащихся в $F_{||}$, получены методом наименьших квадратов по экспериментальным данным и оказались равными:

$$T_e = 0.8 \text{ эВ} \quad (\theta_{ei} = 3.4 \cdot 10^{-3}), \quad L_{||} = 8.$$

Такое различие между $L_{||}$ и $L_{\perp} \approx 20$ связано, по-видимому, с "замагниченностью" электронного пучка: передача продольной энергии протона электрону в поперечном направлении затруднена магнитным полем.

Прямые измерения установившегося значения разброса импульса протонов не производились. Если предположить, что половина радиального размера протонного пучка определяется разоросом импульса, то и тогда величина $(\Delta p / p)_{eq}$ не превышает $5 \cdot 10^{-5}$. Оценки по формуле (24) для $\theta_{ei} = 3.4 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta W / W = 1 \cdot 10^{-4}$ дают $(\Delta p / p)_{eq} \approx 1 \cdot 10^{-5}$.

§ 8. Режим больших токов

Эксперименты по электронному охлаждению были начаты /5/ в относительно плохих вакуумных условиях. Дело в том, что по причинам чисто "исторического" характера вакуумная камера установки с электронным пучком была выполнена непрогревной, в результате чего даже малая доля тока электронного пучка, незахваченная коллектором, попадая на стенки камеры, вызывала интенсивное газение. Однако, после длительной тренировки установки электронным пучком и снижения потерь электронного тока до уровня $\Delta J / J \sim 8 \cdot 10^{-5}$ удалось получить средний вакуум в накопителе около $5 \cdot 10^{-10}$ Торр при токе электронов до 250 мА.

С улучшением вакуума концентрация остаточного газа оказалась недостаточной для того, чтобы обеспечить компенсацию пространственного заряда электронного пучка, и он оказался "заряженным". Это обнаружилось при измерении зависимости времени охлаждения от величины тока электронов (§ 6, рис. I2). Оказалось, что с ростом тока электронов оптимальное значение их энергии линейно

возрастает, так что

$$\frac{1}{J} \frac{\Delta W}{W} = 0.012 \text{ A}^{-1} \quad (27)$$

Этот результат позволил понять влияние пространственного заряда электронного пучка на процесс охлаждения. Если пространственный заряд не скомпенсирован ионами остаточного газа, потенциал в пучке понижен относительно стенок вакуумной камеры на величину

$$\Delta U(\rho) = -\frac{J}{\beta c} \left(1 - \frac{\rho^2}{a_e^2} + 2 \ln \frac{\rho_0}{a_e} \right) \quad (28)$$

где ρ - расстояние от оси пучка, совпадающей с осью камеры, a_e, ρ_0 - радиусы сечений пучка и камеры. Это означает, что на такую же величину понижена энергия электронов в точке ρ . Соответственно, для восстановления оптимума охлаждения необходимо по мере роста тока электронов увеличивать их среднюю энергию:

$$\frac{1}{J} \frac{\Delta W}{W} = \frac{1 + 2 \ln(\rho_0/a_e)}{\beta c W} = 0.011 \text{ A}^{-1} \quad (29)$$

что совпадает с экспериментальным результатом.

В условиях хорошего вакуума были проведены измерения зависимости времени охлаждения τ_e от расстройки энергии электронов. Оказалось (рис. I6), что допустимое отклонение энергии электронов от оптимального значения составляет всего лишь $\Delta W_e / W_e \approx \pm 5 \cdot 10^{-4}$. Прямые измерения расширения (сжатия) орбиты, проведенные апертурным пробником, дали при этом фактическое значение $\Delta R = \pm 3$ мм, что вдвое превышает величину ΔR , соответствующую относительному изменению энергии протонов $5 \cdot 10^{-4}$. Такое кажущееся несоответствие вызвано действием пространственного заряда электронного пучка: согласно (28) энергия электронов в пучке зависит от расстояния до оси пучка, поэтому при перестройке средней энергии электронов W ($\rho = 0$) и постоянном магнитном поле орбита протонов расширяется или сжимается на величину ΔR , которая определяется уравнением:

$$\Delta R = \psi R_0 \frac{\Delta p(\Delta R)}{p_s} = \psi R_0 \frac{\Delta p_e(\Delta R)}{p_e} \quad (30)$$

где ρ_e - значение импульса электронов на оси пучка, $\Delta\rho_e$ (ΔR) - отличие импульса внеосевого электрона от импульса электрона на оси в соответствии с (28).

Таким образом, в условиях хорошего вакуума, когда пространственный заряд электронного пучка не был скомпенсирован, его влияние на электронное охлаждение заметно уже при сравнительно небольших значениях тока электронов.

В экспериментах исследовалось влияние флуктуаций плотности электронного пучка на процесс охлаждения. Модуляция плотности электронов производилась подачей переменного напряжения ($\Delta V / V \approx 10^{-2}$) нужной частоты на первый анод электронной пушки. При этом на частотах $\omega = (1 - \nu)\omega_c$ наблюдалась резонансная раскочка бетатронных колебаний протонов.

Следует упомянуть также еще об одном эффекте, который связан с накоплением ионов внутри электронного пучка. В экспериментах использовалась вакуумная камера, в которой вдоль всего участка охлаждения были расположены распределенные магниторазрядные насосы, рассчитанные на работу в продольном магнитном поле установки с электронным пучком. Однако оказалось, что включение электронного пучка при работающих распределенных насосах приводило к быстрой (за время, много меньшее времени жизни протонов в отсутствие электронного пучка) гибели протонов. Измерения отклонения ^{инжектируемых} протонов показали, что в пучке электронов уже при токе 100 мА ^{отрицательный} накапливается заряд, создающий электрическое поле напряженностью порядка 300 В/см. Это накопление заряда связано с работой распределенных насосов, в которых могут образовываться нейтральные атомы и ионы с энергией W_i порядка кэВ. Они ионизируются электронным пучком и покидают его, оставляя в пучке медленные электроны, "запертые" продольным магнитным полем и тормозящими электрическими полями пушки и рекуператора на концах пучка. Эти электроны могут покидать пучок, медленно диффундируя поперек магнитного поля или рекомбинируя с ионами. Накопление электронов происходит до тех пор, пока созданный ими отрицательный потенциал пучка не запирает быстрые ионы, так что устанавливается динамическое равновесие между уходом электронов и ионизацией. В результате поперечное электрическое поле накопленных электронов

может достигать величины

$$E_{\perp} \sim \frac{W_i}{e\rho_e} \quad (31)$$

Описанное явление заставило отказаться от использования распределенных насосов в ходе экспериментов, а в модернизированной конструкции вакуумной камеры, подготовленной в настоящее время, перейти на распределенные геттерные насосы (с распылением титана).

Заключение

Результатом настоящей работы является экспериментальное исследование основных свойств электронного охлаждения. Получено хорошее количественное согласие с теоретическими представлениями.

Разработанный метод открывает ряд новых возможностей в физике элементарных частиц и атомного ядра:

1. Создание установок со встречными протон-антипротонными пучками большой светимости на высокие и сверхвысокие энергии. Один из возможных вариантов таких установок - проект ВАПП-НАП Института ядерной физики СО АН СССР - описан в работе /4/.
2. Создание установок со встречными протон-антипротонными пучками в области средних энергий (порядка ГэВ), но с очень высокой, вплоть до 10^{-6} , монохроматичностью для прецизионных экспериментов. Здесь имеются в виду накопители со встроенными в них установками с электронным пучком, в которых электронное охлаждение используется не только для накопления антипротонов, но и для поддержания параметров взаимодействующих встречных пучков в ходе эксперимента.
3. Создание ускорителей протонов, антипротонов, многозарядных ионов очень высокой монохроматичности для прецизионных экспериментов по физике атомного ядра. В таких ускорителях пучки частиц перед сбрасыванием на мишень монохроматизируются электронным охлаждением. Особенно перспективными представляются подобные эксперименты с применением внутренних сверхтонких мишеней. Толщина такой мишени ограничена условием подавления много-

кратного рассеяния ускоренных частиц в мишени действием электронного охлаждения.

4. получение большого количества медленных антипротонов для изучения взаимодействия антипротонов с ядрами и исследования электромагнитно- и ядерно-связанных нуклон-антипротонных состояний. Подобные эксперименты могут быть поставлены с накоплением антипротонов низкой (порядка МэВ) энергии и их последующим электростатическим замедлением. Перевод антипротонов в электромагнитносвязанное состояние можно осуществить другим способом, совмещая с антипротонным пучком параллельно движущийся пучок атомов нужного сорта, имеющих ту же самую среднюю скорость. В этих экспериментах для электронного охлаждения потребуются пучок электронов с поперечной температурой T_e ниже температуры катода.

5. Получение интенсивных и направленных потоков антиводорода (антиатомов) для проведения экспериментов по изучению свойств антиатома и других экзотических целей. Генерация антиводорода может быть осуществлена в специальном накопителе с двумя дорожками (антипротонной и позитронной) и общим прямолинейным промежутком, в котором частицы имеют одинаковые скорости.

Это перечисление не исчерпывает, безусловно, все возможные применения метода, а имеет целью обратить внимание на их широкий диапазон.

Авторы пользуются приятной возможностью принести свою благодарность всем сотрудникам Института, оказавшим помощь в подготовке и проведении многолетнего цикла экспериментов.

Литература

1. Г.И.Будкер. В сб. "Труды Межд. симп. по электрон-позитронным накопителям, Сакле, 1966", стр.П-1-1. Перевод - АЭ, 22, 346 (1967).
2. Я.С.Дербенёв, А.Н.Скринский. "Кинетика электронного охлаждения". Препринт ИЯФ СО АН СССР №225 (1968), г.Новосибирск.
3. Г.И.Будкер, Я.С.Дербенёв, Н.С.Диканский, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский. "Кинетика электронного охлаждения". В сб. "Труды IV Всесоюзного совещания по уск.заряж. частиц", т.П, 300, "Наука" (1975).
4. Report of VAPP-NAP Group in Proceedings of 8-th Intern.Conf. on High-Energy Accelerators, CERN, p.72 (1971).
5. Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, В.И.Куделайнен, И.М.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. "Первые эксперименты по электронному охлаждению". В сб. "Труды IV Всесоюзного совещания по уск.зар.частиц", т.П, 309, Наука (1975).
6. G.I.Budker, Ya.S.Derbenev, N.S.Dikansky, V.I.Kudelainen, I.N.Meshkov, V.V.Parkhomchuk, D.V.Pestrikov, B.N.Sukhina, A.N.Skrinsky. IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-22, N5, 2093(1975); Перевод - АЭ, 40, №1, 49 (1976).
7. S.van der Meer."Filling the ISR with antiprotons from anti-hyperon decay". CERN/ISR-PO/70-5.
8. S.van der Meer. CERN Internal Report, CERN/ISR-PO/72-31(1972).
9. P.Bramham, G.Carron, H.G.Hereward, K.Hubner, W.Schnell, L.Thondahl. Nucl.Instr. and Meth. 125, 201 (1975).
10. В.В.Анашин, Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, В.И.Куделайнен, А.С.Медведко, И.М.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Пестриков, В.Г.Пономаренко, Р.А.Салимов, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. "Установка для экспериментов по электронному охлаждению".

- В сб. "Труды IУ Всесоюзного совещания по уск.зар.частиц", т. II, 304, Наука, (1975).
11. В.В.Анашин, Г.И.Будкер, А.Ф.Будушев и др. "Накопитель протонов НАП-М. I. Магнитная и вакуумная системы". ПТЭ (1976) (в печати).
 12. Б.А.Баклаков, В.М.Боровиков и др. "Накопитель протонов НАП-М. II. Стабилизация токов в цепях питания ведущего поля и корректирующих элементов". ПТЭ (1976) (в печати).
 13. В.Ф.Веремеенко, Н.С.Диканский и др. "Накопитель протонов НАП-М. III. Ускоряющая система. Контроль параметров пучка". ПТЭ, (1976) (в печати).
 14. Ю.А.Болванов, В.И.Кононов и др. "Накопитель протонов НАП-М. IУ. Система управления накопителем". ПТЭ (1976) (в печати).
 15. Г.И.Будкер, В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, В.Г.Пономаренко, С.Г.Попов, Р.А.Салимов, А.Н.Скринский, Б.М.Смирнов. В сб. "Труды Второго Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", т. I, 3I (1972).
 16. В.И.Куделайнен, И.Н.Мешков, Р.А.Салимов, ЖТФ 4I, №II, 2294, (197I).
 17. Б.А.Баклаков, В.Ф.Веремеенко, М.М.Карлинер, А.А.Литвинов, А.П.Петров "Магнитомодуляционный измеритель тока пучка заряженных частиц", Препринт ИЯФ 74-70, Новосибирск (1974).
 18. V. Vosicki, K. Zankel. IEEE. Trans. on Nuclear Science NS-22, No 3, 1475 (1975).
 19. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз (1962).
 20. Б.А.Трубников. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. I, Госатомиздат, стр. 98 (1963).

Работа поступила - 27 января 1976г.

Ответственный за выпуск С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 9.IV-1976г. МН 02737
 Усл. 2,6 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно
 Заказ № 33.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР