

"УТВЕРЖДАЮ"

Директор ИЯФ СО АН СССР
академик

_____ А.Н.Скринский

" _____ " _____ 1984 г.

ОТЧЕТ ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

1. Физика быстрого электронного охлаждения.
2. Экспериментальное исследование линейного электронного охлаждения отрицательных ионов водорода.

Отчет составили:

Зав.лаб., д.ф.-м.н. Диганский Н.С.

ст.инженер Косоулин В.И.

ст.инженер Кот Н.Х.

ст.инженер Куделайнен В.И.

м.н.с. Лебедев В.А.

с.н.с., к.ф.-м.н. Пархомчук В.В.

с.н.с., к.ф.-м.н. Пестриков Д.В.

с.н.с., к.ф.-м.н. Сухина Б.Н.

Новосибирск

1984

Ч А С Т Ь I

ФИЗИКА БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Бурное развитие физики элементарных частиц предъявляет все более высокие требования к качеству пучков частиц, используемых в экспериментах. Это относится как к экспериментам на сверхвысоких энергиях, где, пожалуй, единственным источником информации становится метод встречных частиц, требующий большой плотности пучков для получения достаточно высокой светимости, так и на средних и низких энергиях резко возросли требования к монохроматичности пучков в связи с обнаружением узких резонансов. Важное значение приобрели эксперименты с пучками позитронов и антипротонов, то есть "вторичными частицами", получаемыми на ускорителях. Все это потребовало развития методов охлаждения, позволяющих увеличивать плотность пучков частиц как просто их охлаждением (и уменьшением амплитуд колебаний), так и накоплением частиц инъекцией их в освобождающиеся в процессе охлаждения участки фазового пространства. Как следует из теоремы Лиувилля, единственный путь охлаждения - введение сил диссипативного характера, вызывающих потери энергии частицы при отклонении ее скорости от равновесного значения. Для легких частиц (электронов и позитронов) такая сила возникает в результате синхротронного излучения при движении в магнитном поле, что и позволило создать встречные электрон-позитронные пучки. Для тяжелых частиц (ρ , $\bar{\rho}$) синхротронное излучение слишком мало для того, чтобы использовать его для охлаждения (при энергиях ниже ~ 10 ТэВ).

В 1966 г. Г.И.Будкер предложил метод электронного охлаждения [1], основанный на использовании теплообмена между горячим "газом" тяжелых частиц и "холодным" электронным потоком, движущимся со средней скоростью частиц. При малых относительных скоростях частиц сила трения, возникающая из-за кулоновских столкновений с электронами, резко возрастает, что и позволяет при технически достижимых плотностях электронов иметь достаточно малые времена ох-

лаждения. Подробная разработка кинетики электронного охлаждения, проделанная в работах Я.С.Дербенёва и А.Н.Скринского [2], позволила приступить в 1971 году к проектированию установки НАП-М, предназначенной для экспериментальной проверки метода электронного охлаждения. Предварительно было проведено исследование возможности создания электронного пучка, обладающего необходимыми параметрами, описанное в работах [3-6]. Основные проблемы при создании электронных пучков связаны с получением достаточно низких температур электронного пучка (в сопутствующей системе) и возможности рекуперации энергии электронного пучка. Для уменьшения влияния поперечных электрических полей было предложено использовать продольное магнитное поле. Рекуперация энергии электронного пучка осуществлялась глубоким торможением и захватом электронов в коллектор, имеющий магнитную и электростатическую пробку на входе [5,6].

В 1974 году было закончено изготовление и начаты эксперименты по электронному охлаждению на установке НАП-М [7-12]. Эксперименты подтвердили высокую эффективность метода электронного охлаждения. Время охлаждения на энергии 65 МэВ составляло около 2,5 сек при токе электронов 0,2 А. Это значение неплохо соответствовало теоретическим предсказаниям времени релаксации, предполагая, что температура электронов соответствует $T_e \approx 0,2$ эВ [13-15]. При изучении зависимости силы трения от параметров электронного пучка обнаружилось, что на участке охлаждения электронный пучок имеет (в сопутствующей системе) очень малую продольную температуру $T_{||} \approx 10^{-4}$ эВ [16]. Это связано с электростатическим ускорением электронов от катода электронной пушки. Если вблизи поверхности катода электронный поток вполне удовлетворительно описывается квазимаквелловской функцией распределения по скоростям с температурой, равной температуре катода T_k , то после ускорения до энергии W разброс продольных скоростей уменьшается, в результате чего "продольная температура" электронов в системе частиц определяется как

$T_{\parallel} \approx T_{\perp}^2 / 4W$ ($W \ll mc^2$). Малое значение продольной температуры на участке охлаждения указывало, что за время дрейфа электронов от пушки не происходило заметной термализации. Итоги исследований электронного охлаждения к этому времени изложены в обзоре Г.И.Будкера и А.Н.Скринского [17,18].

После модернизации экспериментальной установки НАП-М в 1976 году, направленной на улучшение вакуумных условий и качества электронного пучка, было обнаружено явление быстрого охлаждения протонного пучка. При плотности тока $0,6 \text{ A/cm}^2$ время охлаждения составляло $0,083$ сек, что было, примерно, на порядок меньше, чем теоретически ожидаемое время охлаждения при температуре электронов

$T_{\parallel} \ll T_{\perp} \approx 0,2 \text{ эВ}$ [19]. При этом экспериментально было обнаружено, что искусственное увеличение продольной температуры увеличивало время охлаждения до значений примерно соответствующих теоретическим расчетам времени охлаждения. Эти результаты стимулировали более внимательное рассмотрение кинетики столкновений электронов с протонами с учетом магнитного поля и малой продольной температуры электронов. Анализ, проведенный в работах Я.С.Дербенева и А.Н.Скринского [20-22], показал, что при малой продольной температуре электронов повышается роль столкновений с прицельными параметрами, большими ларморовского радиуса вращения электронов. При малых относительных скоростях протона и ларморовского кружка, столкновения происходят адиабатически медленно по отношению к быстрому ларморовскому вращению. Взаимодействие выглядит таким образом, как если бы поперечная температура электронов стала нулевой, и тяжелая частица взаимодействует не с электроном, а с газом медленно движущихся ларморовских кружков. Экспериментальные исследования качественно подтвердили такой механизм электронного охлаждения [23-25]. Охлаждение пучка тяжелых частиц в этом случае происходит до выравнивания их температуры и эффективной температуры движения ларморовских кружков, что на несколько порядков мень-

ше температуры электронов. То есть "быстрое" охлаждение замагниченным электронным пучком приводит (кроме увеличения скорости охлаждения), к возможности получения пучков с весьма малыми температурами в сопутствующей системе. В этих условиях становятся важными эффекты взаимодействия частиц внутри пучка даже при сравнительно небольших интенсивностях пучка. Так, внутрипучковое рассеяние частиц способно существенно изменить равновесное состояние охлажденного пучка [21, 26]. Взаимодействие частиц пучка при малой температуре, кроме того, приводит к появлению существенных корреляций в расположении частиц [27]. Так, при нулевой температуре и взаимном эффективном расталкивании частиц они расположатся равномерно по орбите накопителя. Наиболее ярко этот эффект проявляется в изменении характера шумов, наводимых пучком на пикап-электродах накопителя. В случае высокой температуры пучка мощность шумов определяется током пучка (обычный дробовой шум пучка), а при охлаждении мощность шумов сильно падает пропорционально температуре пучка (дробовой шум превращается в тепловой $\propto T$) [28]. В экспериментах температура протонного пучка на энергии 65 МэВ достигала $\sim 1^\circ\text{K}$, что соответствует разбросу по импульсам $\Delta p_{||}/p \approx 10^{-6}$. Естественно, в условиях быстрого охлаждения становится весьма существенным как продольный, так и поперечный разброс скоростей движения ларморовских кружков. Различные поперечные поля на участке охлаждения, включая собственное поле пространственного заряда пучка, существенно влияют на скорость дрейфа ларморовских кружков и ухудшают эффективность охлаждения [29]. Большое значение приобретает вопрос компенсации заряда электронного пучка ионами [30]. Эксперименты, проведенные по этой проблеме, позволили выделить необходимые условия для компенсации в установках с высоким вакуумом и продольным магнитным полем [31]. При использовании компенсированных ионами электронных пучков возникает проблема когерентной устойчивости системы пучок-ионы. Первоначальные оценки по этой

проблеме не внушали оптимизма, так как для электронного охлаждения необходимы интенсивные электронные пучки, имеющие большую длину. В этих условиях казалось неизбежно возникновение аксиально-несимметричных колебаний ионов, разрушающих компенсацию. В процессе экспериментов выяснилось, что при условиях, характерных для электронного охлаждения, возможно создание устойчивой компенсации [32]. Эффекты замагниченности движения электронов сказываются не только при взаимодействии с тяжелыми частицами, а существенны, конечно, и при взаимодействии электронов друг с другом. При достаточно сильном магнитном поле возникают условия, когда подавляется передача энергии поперечного движения электронов в их продольное движение. В этом случае уменьшается нагрев продольной степени движения ларморовских кружков, а значит, уменьшается и температура тяжелых частиц. Изучению этого вопроса посвящены работы [33, 34].

Быстрое электронное охлаждение, позволяя эффективно охлаждать пучки тяжелых частиц до уникально малых температур, открыло принципиально новые возможности в экспериментах по физике элементарных частиц и атомного ядра [17, 35, 36]. Многие ускорительные лаборатории мира приступили к освоению и реализации возможностей электронного охлаждения. Проведены успешные эксперименты по электронному охлаждению в ЦЕРНе и в Фермилаб [37-39]. В настоящее время в ЦЕРНе реализуется проект установки для экспериментов с антипротонами низких энергий, где предусматривается для улучшения качества пучка использовать электронное охлаждение [40].

Совершенно другим по своей физической сущности является предложенный Ван-дер-Меером [41] метод стохастического охлаждения. В этом методе информация об отклонении отдельных частиц от равновесного движения получается по их электромагнитному полю с помощью пикап-электродов; радиотехнически усиленный электрический сигнал отклонения поступает на специальные пластины или магниты, час-

тично компенсирующие породившее этот сигнал отклонение частицы. Присутствие остальных частиц пучка и наличие в радиотехнической системе неизбежных шумов ограничивает достижимый коэффициент усиления и, соответственно, скорость охлаждения, а также налагает предел достижимых температур. Достоинством этого метода является возможность охлаждения пучков с большими разбросами по импульсу, что позволило провести успешные эксперименты по накоплению антипротонов и провести серию блестящих экспериментов со встречными протон-антипротонными пучками.

Большие возможности по эффективному охлаждению тяжелых частиц возникают при совместном использовании электронного и стохастического охлаждения. Особенно заманчиво использовать искусственно создаваемую неустойчивость в электронном пучке, при которой возмущения, возникающие при движении тяжелой частицы усиливаются, что приводит к усилению эффективности охлаждения [42]. Методы охлаждения тяжелых частиц — это быстро развивающаяся и динамичная область физики ускорителей.

Часть I Отчета посвящена быстрому электронному охлаждению и состоит из семи глав. В первой главе обсуждаются вопросы взаимодействия частиц в присутствии магнитного поля и малости продольного разброса скоростей электронов. Вычисляется сила трения при больших скоростях частиц и делаются оценки силы трения при малых скоростях. Особенно интересна обнаруженная разница в установленных значениях поперечных скоростей тяжелых частиц разного знака заряда. Вычисляются декременты охлаждения. Во второй главе приводится описание экспериментальной установки НАП-М, на которой проводились основные эксперименты по электронному охлаждению. Основное внимание уделяется описанию методик измерения параметров, использовавшихся в экспериментах. Описываются методы изменения параметров электронного пучка, позволяющие изучать влияние этих параметров на электронное охлаждение. В третьей главе об-

суждаются результаты измерения декрементов охлаждения и силы трения, определяющих динамику охлаждения. В четвертой главе описываются результаты измерения установившихся поперечных размеров охлажденного пучка и обсуждаются процессы, влияющие на поперечный размер (рассеяние на остаточном газе, внутривпучковое рассеяние и т.п.). В пятой главе приводятся теоретические и экспериментальные результаты, посвященные изучению установившегося продольного разброса импульсов частиц. Особенно интересно, обнаруженное экспериментально явление возникновения продольной упорядоченности протонов после охлаждения. В шестой главе основное внимание уделяется термализации электронного потока. Приводятся результаты экспериментов, показывающих сильное подавление передачи поперечной энергии движения электронов в продольное движение. В седьмой главе обсуждаются полученные результаты, касающиеся возможности компенсации пространственного заряда электронного пучка. Предложен новый механизм ухода ионов из пучка при наличии магнитного поля. Обнаружено явление сильного затухания волн в компенсированном пучке. Экспериментально показана возможность получения интенсивных электронных пучков, компенсированных ионами. Основные результаты работ по электронному охлаждению, обсуждаемых в части I данного отчета, опубликованы в [5, 7, 8, 10, 13, 14, 16, 19, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 31, 32, 33, 34, 35, 36] .

Г Л А В А I

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Электронное охлаждение — это процесс передачи энергии движения тяжелой частицы электронам в результате кулоновского взаимодействия. Задача о теплообмене между ионами и электронами возникла уже давно и, в некотором смысле, является классической задачей физики плазмы [43]. Однако процесс электронного охлаждения обладает особенностями, требующими дополнительного рассмотрения.

Тяжелые частицы движутся в накопителе, поэтому свойства фокусировки и связь степеней свободы могут приводить к перераспределению скорости охлаждения и установившихся амплитуд колебаний по различным степеням свободы [2].

При электростатическом ускорении продольный разброс скоростей электронов становится очень мал и в условиях сильного продольного магнитного поля кинетика охлаждения существенно изменяется. В этом случае тяжелые частицы взаимодействуют с медленно движущимися ларморовскими кружками, что приводит к усилению эффективности охлаждения. Такая ситуация не характерна для задач физики плазмы, где, как правило, продольный разброс скоростей электронов сравним с поперечными скоростями, а в этих условиях магнитное поле не приводит к каким-либо существенным изменениям релаксации [44].

Тяжелые частицы циклически входят и выходят из электронного потока в процессе электронного охлаждения в накопителе, что может приводить к изменению кинетики охлаждения, особенно при малых разбросах скоростей, когда путь, пройденный частицей в электронном газе (относительно электронов), становится сравним с расстояниями между электронами.

§ I. Кинетика охлаждения без учета влияния магнитного поля

Вначале рассмотрим релаксацию тяжелой частицы без учета влияния магнитного поля на процесс столкновения. Поле движущейся тя-

желой частицы возмущает движение электронов, что и приводит к потерям энергии, аналогичным ионизационным потерям в веществе. Полезно напомнить простой вывод силы трения, приведенный в работе [45], для удобства сравнения со случаем столкновения в магнитном поле. Пусть ион с массой M и зарядом e движется со скоростью \vec{v} в электронном потоке, имеющем плотность n_e и движущемся со скоростью \vec{v}_e . Переходя в систему, связанную с частицей, получим, что скорость потока электронов равна $(\vec{v}_e - \vec{v})$. Пролетая мимо заряженной частицы с прицельным расстоянием ρ , электрон отклоняется на угол ($M \gg m$):

$$\theta = 2 \arctg \left(\frac{e^2}{m |\vec{v}_e - \vec{v}|^2 \rho} \right). \quad (I.1.)$$

Изменение импульса вдоль направления $(\vec{v}_e - \vec{v})$ будет составлять:

$$\Delta \vec{p} = \dot{m} (\vec{v}_e - \vec{v}) \cdot (1 - \cos(\theta)),$$

а сила, действующая в результате на частицу, равна:

$$\vec{F} = m (\vec{v}_e - \vec{v}) \int (1 - \cos(\theta)) n_e 2\pi \rho d\rho |\vec{v}_e - \vec{v}|. \quad (I.2)$$

Для больших скоростей частиц угол рассеяния мал вплоть до минимальных прицельных параметров:

$$\rho_{min} = \frac{e^2}{m |\vec{v}_e - \vec{v}|^2}. \quad (I.3)$$

Поэтому, записывая (I.2) при условии $\theta \ll 1$, получим силу трения в виде:

$$\vec{F} = \frac{(\vec{v}_e - \vec{v})}{|\vec{v}_e - \vec{v}|^3} \cdot \frac{4\pi n_e e^4}{m} \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \frac{d\rho}{\rho}. \quad (I.4)$$

Как видно из этого выражения, сила трения логарифмически расходится на больших прицельных параметрах. Максимальные значе-

ния прицельных параметров определяются из условий охлаждения. Это могут быть реальные поперечные размеры электронного пучка ϱ_e или при не слишком больших скоростях частиц, путь, пройденный частицей в электронном газе за время взаимодействия Δt . Для плотного электронного пучка максимальный прицельный параметр может определяться и дебаевским экранированием частицы или, другими словами, расстоянием, пройденным частицей за период плазменных колебаний электронов. В итоге значение ρ_{max} можно записать в виде:

$$\rho_{max} = \min(\varrho_e, v \cdot \Delta t, v / \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}), \quad (I.5)$$

а силу трения в электронном газе в виде:

$$F = \frac{4\pi n_e e^4 L}{m} \int \frac{(\vec{v}_e - \vec{v})}{|\vec{v}_e - \vec{v}|^3} f(\vec{v}_e) d^3 v_e, \quad (I.6)$$

где $f(\vec{v}_e)$ - функция распределения электронов по скоростям, $L = \ln(\rho_{max}/\rho_{min})$.

Основные особенности поведения силы трения от скорости легко показать на примере простого распределения электронов по скоростям:

$$f(\vec{v}_e) = \begin{cases} \frac{1}{4/3\pi \Delta v_e^3} & |\vec{v}_e| \leq \Delta v_e, \\ 0 & |\vec{v}_e| > \Delta v_e. \end{cases} \quad (I.7)$$

В этом случае сила трения равна:

$$\vec{F}(\vec{v}) = - \begin{cases} \frac{4\pi n_e e^4 L}{m} \cdot \frac{\vec{v}}{|\Delta v_e|^3} & |\vec{v}| \leq \Delta v_e, \\ \frac{4\pi n_e e^4 L}{m} \cdot \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|^3} & |\vec{v}| > \Delta v_e, \end{cases} \quad (I.8)$$

то есть, \vec{F} линейно растет со скоростью при $|\vec{v}| \leq \Delta v_e$ и затем начинает падать, как $1/v^2$.

Взаимодействие с движущимися электронами приводит, кроме систематических потерь энергии $\langle \vec{F}, \vec{v} \rangle$, и к диффузии, связанной со случайными толчками:

$$\frac{d}{dt} \langle \Delta p_\alpha \cdot \Delta p_\beta \rangle = 4\pi e^4 n_e L \int \frac{\delta_{\alpha\beta} |V|^2 - V_\alpha V_\beta}{|\vec{V}|^3} f(\vec{v}_e) \cdot d^3 \vec{v}_e, \quad (I.9)$$

где $\vec{V} = \vec{v} - \vec{v}_e$.

Уравнение для энергии частиц, таким образом, можно записать в виде:

$$\frac{d}{dt} E_K = \langle \vec{v} \cdot \vec{F} \rangle + \frac{1}{2M} \frac{d}{dt} \langle |\Delta \vec{p}|^2 \rangle, \quad (I.10)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение не только по скоростям электронов, но и по времени нахождения частиц в электронном пучке.

Если отвлечься от особенностей движения частиц в накопителе, то для распределения (I.7) уравнение (I.10) дает обычную релаксацию температуры ионов E_K к температуре электронов с характерным временем:

$$\tau^{-1} = \frac{8\pi e^4 L \langle n_e \rangle}{M m \Delta v_e^3}, \quad E_K = \frac{M |v|^2}{2} \rightarrow \mathcal{J} \frac{m \Delta v_e^2}{2}. \quad (I.11)$$

Применимость написанных выражений определяется условием достаточно большого значения кулоновского логарифма. В условиях вблизи равновесия (I.11) (предполагая, что время пролета участка охлаждения заметно больше периода плазменных колебаний) значение логарифма из условий (I.3), (I.5) равно:

$$L = \ln(\Delta v_e^3 / \Delta v_{e0}^3), \quad (I.12)$$

где

$$\Delta v_{e0} = \sqrt{\frac{2n_e^{1/3} e^2}{m}} \quad - \quad (I.13)$$

скорость, формально отвечающая статистическому расталкиванию электронов. В случае, если температура электронного пучка приближается к "статистической" температуре $T \sim e^2 n_e^{2/3}$, значения логарифма становятся малыми, и требуется более подробный анализ кинетики охлаждения. Этот случай, на первый взгляд кажущийся совершенно нереальным из-за высокой температуры электронов, вылетающих из катода, оказывается существенен в случае релаксации в продольном магнитном поле.

§ 2. Кинетика охлаждения в магнитном поле

После электростатического ускорения в продольном магнитном поле величина разброса продольных скоростей электронов в сопутствующей системе координат становится весьма малой. В этих условиях при взаимодействии охлаждаемой частицы с электроном на расстояниях, много больших радиуса ларморовского вращения, столкновения могут происходить адиабатически относительно поперечного движения электрона. При вычислении силы трения для быстродвижущихся частиц ($\rho_{max} \gg \rho_{min}$) можно считать, что электроны под действием поля частицы движутся только вдоль силовых линий магнитного поля. Пусть частица движется в электронном газе под углом θ к направлению магнитного поля и прошла путь S_0 к моменту вычисления силы. Введем систему координат (x, y, z) так, что ось x направлена вдоль магнитного поля, плоскость xy совпадает с плоскостью движения частицы и центр координат совпадает с положением частицы (рис. I.1).

Считая, что масса частицы достаточно большая и ее скорость мало меняется за одно прохождение участка охлаждения, введем координату вдоль траектории $S_1 = v \cdot t$ и запишем уравнения движения электронов в виде:

$$\ddot{x} = \frac{qe(x - x_1)}{m((x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + z^2)^{3/2}}, \quad y = const, \quad z = const, \quad (I.14)$$

$$x_1 = v \cdot t \cdot \cos \theta, \quad y_1 = v \cdot t \cdot \sin \theta, \quad z_1 = 0,$$

где q, e - заряд частицы и электрона.

Рассчитаем движение электрона за время взаимодействия в первом приближении (полагая, что x, y, z в правой части уравнения мало меняются за время взаимодействия).

$$\dot{x} = \int_{-t_0 = -s_0/v}^{t = s_1/v} \ddot{x} dt = \frac{qe}{mv} \left[\frac{\sin \theta \cos \varphi}{\rho} \left(\frac{s_1 - s}{\sqrt{\rho^2 + (s_1 - s)^2}} + \frac{s_0 + s}{\sqrt{\rho^2 + (s_0 + s)^2}} \right) + \frac{\cos \theta}{\sqrt{\rho^2 + (s_1 - s)^2}} - \frac{\cos \theta}{\sqrt{\rho^2 + (s_0 + s)^2}} \right] \quad (I.15)$$

Здесь для удобства интегрирования введены величины, соответствующие цилиндрическим координатам электрона:

$$s = x \cos \theta + y \sin \theta, \quad \rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2 - s^2}, \quad \sin \varphi = z/\rho, \quad (I.16)$$

$$x = s \cos \theta + \rho \cos \varphi \sin \theta, \quad y = s \sin \theta - \rho \cos \varphi \cos \theta, \quad z = \rho \sin \varphi.$$

Повторяя интегрирование, получим смещение электрона к моменту $t = 0$, $s_1 = 0$.

$$\Delta x = \frac{qe}{mv^2} \left[\frac{\sin \theta \cos \varphi}{\rho} \left(\sqrt{\rho^2 + s^2} - \sqrt{\rho^2 + (s + s_0)^2} + \frac{(s_0 + s) s_0}{\sqrt{\rho^2 + (s_0 + s)^2}} \right) + \cos \theta \left(\ln \frac{\sqrt{\rho^2 + s^2} - s}{\sqrt{\rho^2 + (s + s_0)^2} - (s_0 + s)} - \frac{s_0}{\sqrt{\rho^2 + (s + s_0)^2}} \right) \right]. \quad (I.17)$$

Теперь можно вычислить силу, действующую на заряженную частицу со стороны окружающих электронов из-за их смещения. Считая, что Δx мало по сравнению с расстоянием до частицы, можно получить выражения для F в виде:

$$F_I = -3eqn_e \int dx dy dz \frac{\Delta x \cdot x y}{r^5}, \quad F_{II} = eqn_e \int dx dy dz \left(\frac{\Delta x}{r^3} - 3 \frac{\Delta x x^2}{r^5} \right). \quad (I.18)$$

Наиболее просто эти интегрирования выполнить в цилиндрической системе координат, где

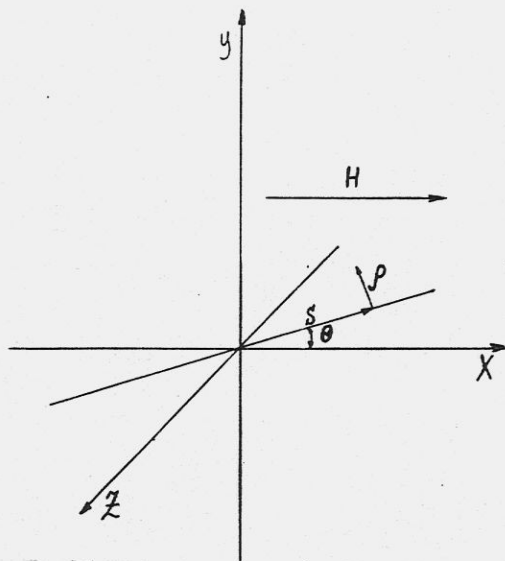


Рис. I. I. Схема системы координат. θ - угол между магнитным полем и направлением движения частицы, s - координата вдоль пути частицы, ρ - поперечная координата (прицельный параметр)

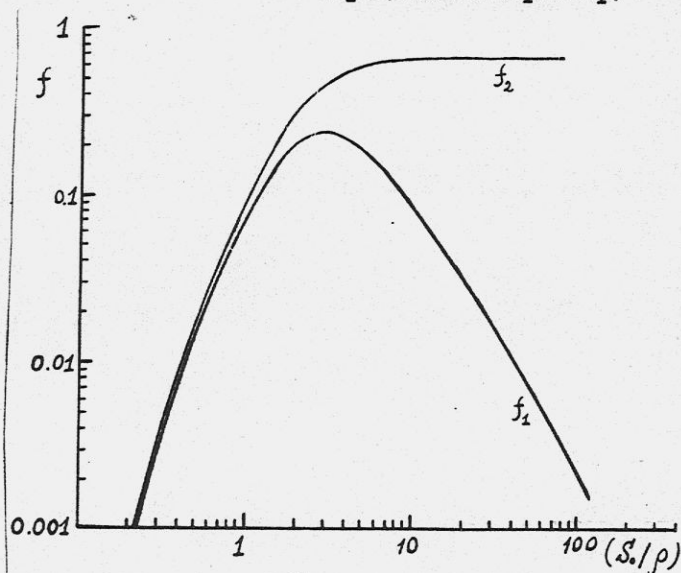


Рис. I. 2. Графики зависимости функций f_1 , f_2 от отношения пройденного частицей пути к прицельному параметру s_0/ρ .

$$z = \sqrt{\rho^2 + S^2}, \quad x \cdot y = (S^2 - \rho^2 \cos^2 \varphi) \sin \theta \cos \theta + S \rho \cos \varphi (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta), \quad (\text{I.19})$$

$$z^2 - 3x^2 = S^2(1 - 3\cos^2 \theta) + \rho^2(1 - 3\cos^2 \varphi \sin^2 \theta) - 6S\rho \cos \varphi \sin \theta \cos \theta,$$

Выполняя наиболее простое интегрирование по φ ($0 \div 2\pi$), получим из (I.18) и (I.17) выражения:

$$F_{\perp} = -\frac{2\pi e^2 q^2}{mv^2} \int \frac{d\rho}{\rho} \left(f_1 \left(\frac{S_0}{\rho} \right) \cdot 3\cos^2 \theta \sin \theta + \frac{3}{2} f_2 \left(\frac{S_0}{\rho} \right) (\sin^2 \theta \cdot \cos^2 \theta) \right), \quad (\text{I.20})$$

$$F_{\parallel} = -\frac{2\pi e^2 q^2}{mv^2} \int \frac{d\rho}{\rho} \left(f_1 \left(\frac{S_0}{\rho} \right) \cdot (1 - 3\cos^2 \theta) \cos \theta + f_2 \cdot 3\sin^2 \theta \cos \theta \right),$$

где f_1 и f_2 функции, определяемые интегралами по S :

$$f_1 \left(\frac{S_0}{\rho} \right) = \rho^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds (s^2 - \rho^2 / 2)}{(\rho^2 + s^2)^{5/2}} \left(\ln \frac{\sqrt{\rho^2 + s^2} - s}{\sqrt{\rho^2 + (s + S_0)^2} - s - S_0} - \frac{S_0}{\sqrt{\rho^2 + (s + S_0)^2}} \right), \quad (\text{I.21})$$

$$f_2 \left(\frac{S_0}{\rho} \right) = \rho^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ds s \left(\sqrt{\rho^2 + (s + S_0)^2} - \sqrt{\rho^2 + s^2} - \frac{(S_0 + s) \cdot S_0}{\sqrt{\rho^2 + (s + S_0)^2}} \right)}{(\rho^2 + s^2)^{5/2}}.$$

На рис. I.2 показано поведение функций f_1 и f_2 от параметра (S_0/ρ) . Видно, что первая функция мала и при $\rho \ll S_0$ и при $\rho \gg S_0$, а вторая при $\rho \ll S_0$ стремится к 2/3. Поэтому с точностью до членов, малых по сравнению с логарифмом, можно записать выражения для сил трения в виде:

$$F_{\perp} = -\frac{2\pi e^2 q^2 n_e l}{mv^2} (\sin^2 \theta - \cos^2 \theta) \cdot \sin \theta, \quad (\text{I.22a})$$

$$F_{\parallel} = -\frac{2\pi e^2 q^2 n_e l}{mv^2} 2\sin^2 \theta \cos \theta,$$

где $l = \ln(S_0/\rho_{\min})$ - кулоновский логарифм,

ρ_{\min} - минимальный прицельный параметр ($\rho_{\min} \approx |eql|/mv^2$).

Более удобно для использования выражения для силы трения записать в виде:

$$F_{\perp} = - \frac{2\pi e^2 q^2 n_e L}{m v^2} \left(\frac{v_{\perp}^2 - v_{\parallel}^2}{v^3} \cdot v_{\perp} \right), \quad (I.22)$$

$$F_{\parallel} = - \frac{2\pi e^2 q^2 n_e L}{m v^2} 2 \frac{v_{\perp}^2 v_{\parallel}}{v^3}.$$

Как видно из этих выражений, при движении заряженной частицы под углом $\theta < 45^\circ$ к магнитному полю поперечная сила трения направлена вдоль v_{\perp} , вызывая увеличение v_{\perp} , а не затухание.

Компонента силы трения, направленная против скорости движения частицы \vec{v} , вызывает собственно потери энергии частицей $\frac{dE}{dt} = \vec{F} \cdot \vec{v}$, а компонента, направленная перпендикулярно скорости \vec{v} , приводит к перераспределению затухания по степеням свободы частицы. Из выражений (I.22a) видно, что

$$F_{\vec{v}_{\parallel}} = - \frac{2\pi e^2 q^2 n_e L}{m v^2} \sin^2 \theta, \quad F_{\vec{v}_{\perp}} = \frac{2\pi e^2 q^2 n_e L}{m v^2} \sin \theta \cos \theta.$$

Необходимо отметить, что впервые полученные в работе [21] выражения для силы трения отличаются от (I.22) в два раза большим значением поперечной к скорости силы $F_{\vec{v}_{\perp}}$. Причина этого расхождения заключается в использовании при расчетах силы трения предположения о малости возмущения плотности электронов при прохождении заряженной частицы. В этом случае изменение плотности электронов холодного пучка можно записать в виде:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e^0 \operatorname{div} \vec{v}_e = n_e^0 \frac{dv_{xe}}{dx} \rightarrow \delta n_e = n_e^0 \frac{d\Delta x}{dx},$$

где $\Delta x(x, y, z)$ - величина смещения электронов к моменту, когда частица находится в начале координат (I.17). Величина изменения

плотности δn_e может быть получена дифференцированием (I.17) и при условии $S_0 \gg |S|$, $S_0 \gg \rho$ равна:

$$\delta n_e = n_e^0 \rho_{min} \left[-\frac{\sin^2 \theta \cos(2\varphi)}{\rho^2} (\sqrt{\rho^2 + S^2} - S) + \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi - \cos^2 \theta}{\sqrt{\rho^2 + S^2}} + \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \left(-\frac{2}{\rho} + \frac{2S}{\rho \sqrt{\rho^2 + S^2}} \right) \right].$$

Поперечная к скорости сила трения в этом приближении имеет вид

$$\vec{F}_{\perp} = -e q \int \frac{\delta n_e \rho d\rho dS d\varphi}{(\sqrt{\rho^2 + S^2})^3} \rho \cos \varphi$$

и при использовании вышеприведенного выражения для δn_e приводит к удвоенному по сравнению с (I.22) значению поперечной силы. Однако видно, что такое выражение для изменения плотности в области

$\rho < |\sin \theta| \cdot \sqrt{2|S|} \rho_{min}$ приводит к абсурдному результату $n_e^0 + \delta n_e < 0$. Физически это означает, что в этой области нет электронов и $\delta n_e = -n_e^0$. Оценим вклад этой области ($\delta n_e \sim -n_e^0$) в продольную к скорости силу трения. Если считать, что в области $\rho < |\sin \theta| \sqrt{2|S|} \rho_{min}$, $\delta n_e = -n_e^0$, величина силы трения равна

$$F_{\parallel} = - \int \frac{\pi \rho_1^2 \delta n_e e q}{S^2} dS \rightarrow - \frac{2\pi n_e e^2 q^2}{m v^2} \ln(S_0 / \rho_{min}).$$

То есть, область пространства, где $\delta n_e \approx -n_e^0$, фактически и определяет всю силу трения, и, поэтому использование ($\delta n_e / n_e$) в качестве малого параметра теории возмущения, невозможно.

Выражения (I.18) для силы трения содержат малым параметром величину $\Delta x / S = \rho_{min} \rho / S^2 \ll 1$ при рассмотрении на достаточно больших расстояниях по сравнению с $\rho_{min} = e q / m v^2$.

На рис. I.3 показана картина положения электронов при прохождении отрицательно заряженной частицы перпендикулярно магнитному полю, полученная при численном моделировании. Видно, что в значительной области вблизи траектории частицы электроны получили большие смещения, и образовалась область, где они полностью отсутствуют.

Важной задачей является вычисление силы трения при малых скоростях частиц (вблизи равновесия), когда исчезает возможность пользоваться теорией возмущения. Для этого производилось численное моделирование процесса столкновения на ЭВМ. Вычислялись значения переданных импульсов при пролете частицы мимо электрона на различных расстояниях. На рис. I.4 показан результат таких вычислений - потери поперечного импульса частицей в виде зависимости величины $f = \Delta p_{\perp} \rho^2 v^3 / (e^4/m)$ от прицельного параметра ρ после усреднения по азимутальному углу φ . Видно, что при $\rho > v \cdot \Delta t$ (Δt - время движения частицы в пучке) и при $\rho < \rho_{min}$ происходит уменьшение переданного импульса. В области скоростей таких, что $\rho_{min} \ll v \cdot \Delta t = \rho_{max}$, существует заметная область значений ρ , для которой $f \approx 1$, и в этом случае будут хорошо работать выражения (I.22) для сил трения. На рис. I.5 показано сравнение результатов численного вычисления сил трения с выражениями I.22 для скорости частиц $v = 3.2 \cdot 10^6$ см/сек. Как видно из рисунка, логарифмическое приближение вполне удовлетворительно описывает силу трения, даже, когда значение логарифма невелико ($L \approx 4.5$).

При дальнейшем уменьшении скоростей частиц происходит сближение максимального и минимального прицельных параметров, в результате сила трения существенно модифицируется по сравнению с (I.22). Так, значения величины $f = \Delta p_{\perp} \rho^2 v^3 / (e^4/m)$ начинают отличаться от 1.0 и в максимуме по ρ составляет величину 0.5 при скорости частицы ($\rho_{max} \approx \rho_{min}$):

$$v_n = 2 \sqrt[3]{\frac{e^2}{m \Delta t}} \quad (I.23)$$

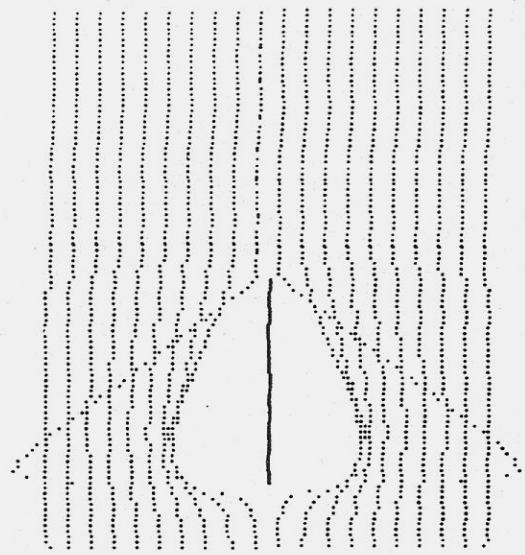


Рис. I.3. Положение электронов после прохождения отрицательно заряженной частицы в холодном электронном газе поперек магнитного поля. Сплошная линия - путь тяжелой частицы

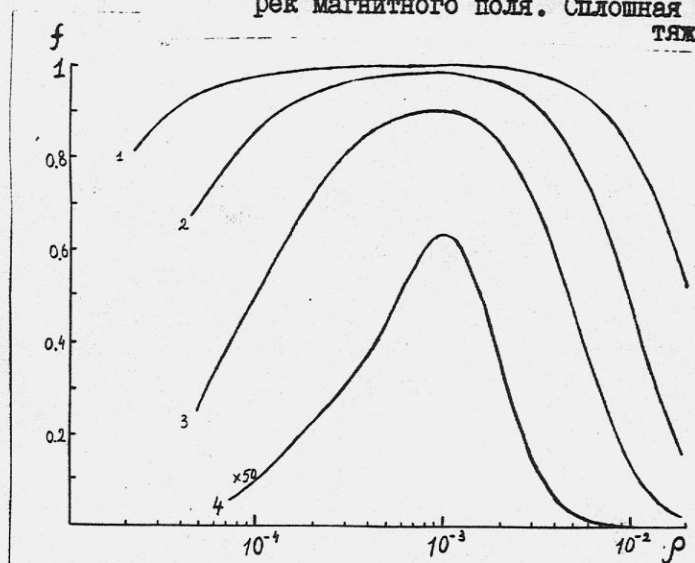


Рис. I.4. Потери поперечного импульса отрицательно заряженной частицы в единицах $f = \Delta p_{\perp} v^3 \rho^2 / (e^4/m)$ в зависимости от прицельного параметра ρ (см). Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют скоростям движения частицы $6,4 \cdot 10^6$, $3,2 \cdot 10^6$, $1,6 \cdot 10^5$ см/сек. Время нахождения частицы в электронном пучке 10^{-8} сек. Значения кривой 4 увеличены в 50 раз для удобства сравнения

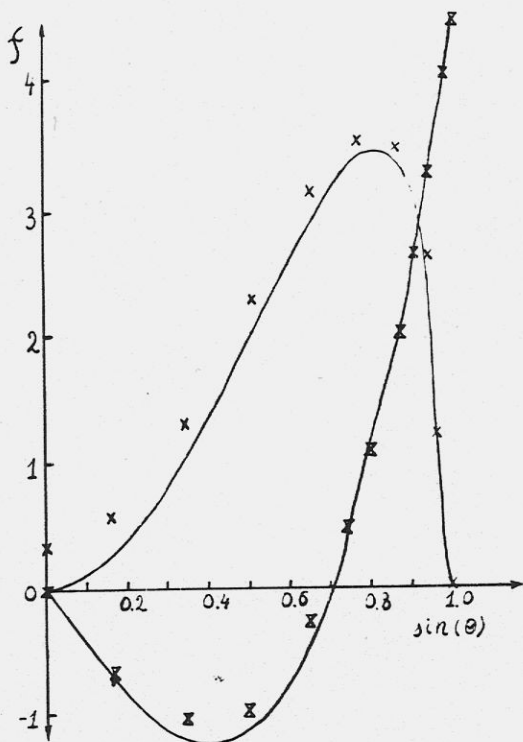


Рис.1.5. Зависимость поперечной (x) и продольной x силы трения от угла между скоростью частицы и магнитным полем. Скорость частицы $v = 3,2 \cdot 10^6$ см/сек, время нахождения в электронном пучке 10^{-8} сек. Сплошные кривые проведены в соответствии с выражением 1.22, крестики - результаты численных расчетов. Величина f равна: $f = F_{TP} / \left(\frac{2\pi e^4 n_e}{m v^2} \right)$

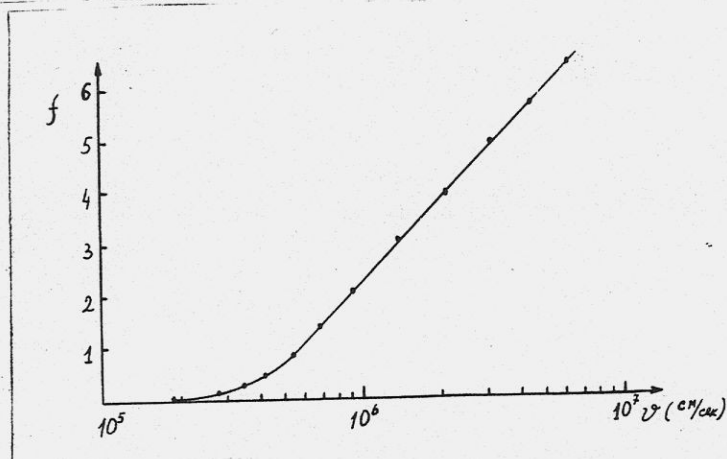


Рис.1.6. Зависимость силы трения от скорости движения частицы перпендикулярно магнитному полю, $f =$

$$= F_{TP} / \left(\frac{2\pi e^4 n_e}{m v^2} \right).$$

На рис. I.6 показана зависимость поперечной силы трения от скорости движения частицы. Видно, что величина $F_{\perp} \cdot v^2$ логарифмически растет при $v > v_n$ в соответствии с (I.22). При малых скоростях сила трения показана на рис. I.7. Как видно из рисунка, сила трения линейно растет до скорости $v \sim v_n$ и далее начинает падать. В этой области скоростей ($v < v_n$) появляется существенная разница в кинетике охлаждения отрицательно и положительно заряженных частиц. Положительно заряженная частица при влете в электронный пучок притягивает ближайший электрон, который в течение всего времени взаимодействия колеблется около частицы, приводя к сильному возмущению поперечного движения частицы. Сравнительная картина столкновений (в системе отсчета частицы) показана на рис. I.8.

Время взаимодействия электрона с отталкивающей частицей определяется фактически продольной скоростью электрона $v \approx \rho/v_e$. При медленном движении частицы со скоростью \vec{v} импульс, приобретаемый электроном при столкновении, порядка $m\vec{v}$, а значит, потерянная энергия частицей $m v^2$. Переданный импульс частице, связанный с собственным движением электрона, $\sim m v_e$, а значит, равновесие потерь энергии и нагрева устанавливается при равенстве температур

$$m v_s^2 \approx \frac{(m v_e)^2}{M} \rightarrow v_s^2 = \frac{m}{M} \cdot v_e^2. \quad (I.24)$$

В случае же притяжения время взаимодействия существенно больше, и частицы подходят на малые расстояния. Естественно, наиболее существенно изменяется кинетика охлаждения в случае малой температуры электронов, когда скорость электронов определяется только их взаимным расталкиванием:

$$\frac{m v_e^2}{2} \approx e^2 n^{1/3}. \quad (I.25)$$

В отсутствие магнитного поля притяжение не приводит к существен-

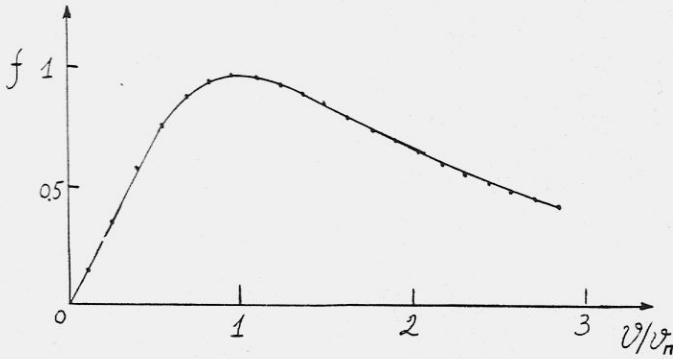


Рис. I.7. Зависимость силы трения от скорости при движении перпендикулярно магнитному полю (для малых скоростей движения). Значения f , v_n равны соответственно: $f = f_{TP} / (2\pi n_e e^2) / mv_n^2$, $v_n = 2\sqrt{e^2 / (m \Delta t)}$, Δt - время нахождения частицы в пучке электронов.

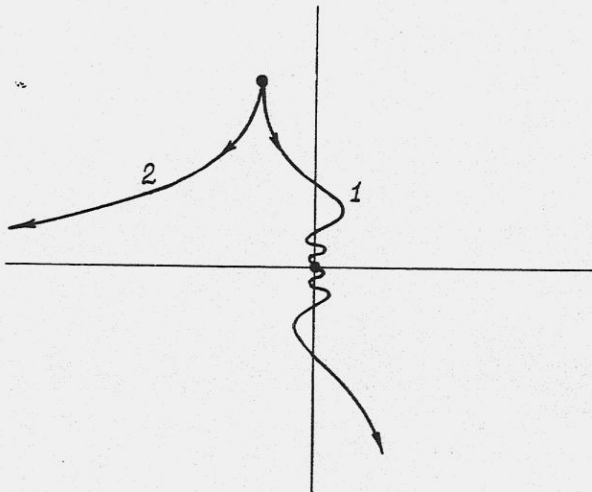


Рис. I.8. Столкновения электрона с притягивающей (1) и отталкивающей (2) частицей в магнитном поле. Частица движется перпендикулярно магнитному полю с малой скоростью. Столкновения изображены в системе покоя частицы.

ному изменению обмена энергиями, так как электроны движутся по эллипсам вокруг частицы и находятся на близком расстоянии малое время.

Частота вращения электрона вокруг притягивающей частицы $\sim \sqrt{e^2/m/\rho^3}$, где $\rho \sim$ характерное расстояние между электроном и частицей. Значит, модуляция импульса частицы из-за воздействия электрона будет составлять $\Delta p \approx e^2/\rho^2 / \sqrt{e^2/m/\rho^3} = \sqrt{\frac{e^2}{m\rho}}$. Поэтому баланс потерь энергии частицей mv^2 и диффузии $\Delta p^2/M$ приводит, как легко видеть, к оценке (I.24). Таким образом, без магнитного поля устанавливаются примерно равные температуры как положительно, так и отрицательно заряженных частиц. При движении поперек магнитного поля частица способна удерживать электрон, если скорость его дрейфового движения в электрическом поле частицы больше скорости электрона:

$$\frac{e}{\rho^2 H} c > v_e \rightarrow \rho^2 < \frac{ec}{v_e H} \quad (I.26)$$

В процессе такого совместного движения происходит сильная модуляция поперечного импульса частицы, так как частота дрейфового движения $\Omega_d = \frac{e}{\rho^3 H} c$ мала:

$$\Delta p = \frac{e^2}{\rho^2} \cdot \frac{1}{\Omega_d} = \frac{e\rho H}{c} \quad (I.27)$$

В этом случае уравнение баланса потерь энергии и диффузии приводит, с учетом (I.26) и (I.25), к условию равновесия в виде:

$$mv_s^2 = \frac{1}{M} \frac{e^2 \rho^2 H^2}{c^2} \rightarrow v_s^2 = v_e^2 \frac{m}{M} \sqrt{\frac{H^2}{8n_e m c^2}} \quad (I.28)$$

Видно, что при $\sqrt{H^2/(n_e m c^2)} \sim 1$, происходит охлаждение тяжелых частиц до равенства поперечной температуры $\frac{Mv_s^2}{2} \sim e^2 n^{1/3} \sim mv_e^2/2$, при возрастании H установившаяся поперечная скорость растет и при $\sqrt{H^2/(n m c^2)} \approx M/m$ достигает значений,

сравнимых с продольной скоростью электронов. При дальнейшем росте магнитного поля выражение (I.27) нарушается, так как дрейфовая частота становится меньше частоты колебаний частицы в поле электрона $\Omega_g \approx \sqrt{e^2/M\rho^3}$. В этих условиях изменение энергии частицы сравнивается с кинетической энергией электрона:

$$\Delta\rho \approx \frac{e^2}{\rho^2} \cdot \frac{1}{\Omega_g} \approx \sqrt{\frac{e^2}{\rho} M} \rightarrow \Delta E \approx \frac{\Delta\rho^2}{M} \approx \frac{e^2}{\rho} \approx \frac{m v_e^2}{2}, \quad (I.29)$$

и уравнение баланса энергии (I.28) приводит к условию равновесия при

$$\sqrt{\frac{H^2}{n_e m c^2}} \gg M/m \quad (I.30)$$

в виде равенства разброса поперечных скоростей частиц продольному разбросу скоростей электронов:

$$v^2 \approx v_e^2 \approx \frac{2e^2 n_e^{1/3}}{m}. \quad (I.31)$$

Интересно отметить, что при значении магнитного поля, соответствующем (I.30), и поперечной скорости частицы, из условия (I.31) ларморовский радиус вращения частицы становится меньше характерного расстояния между электронами $n_e^{-1/3}$. Продольное к магнитному полю движение электронов происходит с частотой $\sqrt{e^2/m\rho^3}$, и поэтому, независимо от знака заряда частицы, затухание будет происходить до выравнивания продольной температуры частиц и электронов.

На рис. I.19 показана динамика изменения во времени скоростей протона v_x, v_y, v_z при взаимодействии с холодным электронным пучком в случае сильного магнитного поля. Эти результаты получены с помощью численного моделирования столкновений на ЭВМ. Видно, что компонента скорости вдоль магнитного поля устанавливается близкой к $v_z = \sqrt{2e^2 n_e^{1/3}/M}$, а поперечные скорости существенно выше и определяются условием (I.31). В случае отталкивания (например,

антипротон, охлаждаемый электронами) картина затухания совершенно другая (рис. I.10). Видно, что все три компоненты скорости частицы охлаждаются до условия равенства температур $Mv_i^2/2 \approx e^2 n_e^{1/3}$. На рис. I.11 показано распределение скоростей частиц в установившемся режиме. Значения дисперсии скоростей, полученные в этих вычислениях, равны $\sqrt{\langle v_x^2 \rangle}/v_s \approx 1.05$, $\sqrt{\langle v_y^2 \rangle}/v_s \approx 1.2$, $\sqrt{\langle v_z^2 \rangle}/v_s = 1.05$, что хорошо соответствует оценке (I.24).

На рис. I.12 показаны значения установившихся поперечных скоростей $\sqrt{\langle v_{\perp}^2 \rangle}$ от величины магнитного поля H , полученные численными расчетами. Видно, что оценка (I.28) вполне удовлетворительно согласуется с результатами численного моделирования.

Таким образом, при охлаждении заряженных частиц электронами магнитное поле, "замораживая" тепловое поперечное движение электронов, уменьшает эффективную установившуюся температуру частиц. Необходимое для этого значение магнитного поля определяется малостью диаметра ларморовского вращения по сравнению с расстояниями между электронами:

$$2 \frac{m v_{eT} c}{e H} < n_e^{-1/3} \rightarrow \frac{H^2}{8 n_e m c^2} > \frac{v_{eT}^2}{v_{e0}^2} \quad (I.32)$$

При дальнейшем росте магнитного поля происходит рост установившихся поперечных скоростей положительно заряженных частиц вплоть до $v \sim v_{e0} (\sqrt{H^2 / 8 n_e m c^2} > M/m)$ из-за возрастания "эффективной" массы электрона при движении поперек поля.

Приведем оценки силы трения в ситуации, когда радиус ларморовского вращения из-за поперечного теплового движения электронов сравним или больше максимального прицельного параметра частицы ρ_{max} . Если, например, частица движется вдоль магнитного поля (v), то электрон, имеющий поперечную скорость $v_{e\perp}$, пролетев на прицельном расстоянии ρ от частицы, получит попереч-

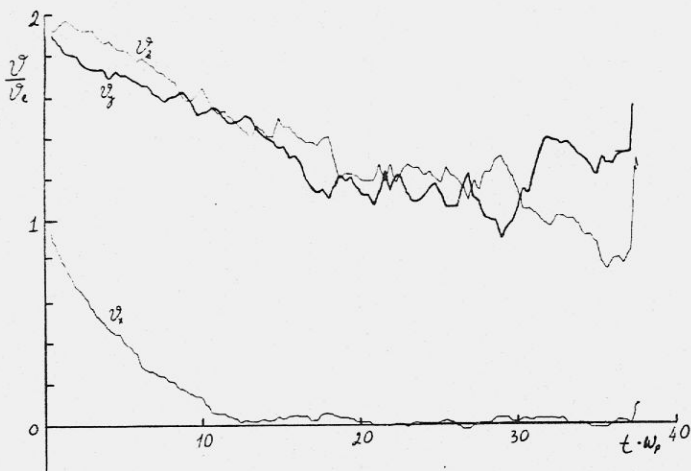


Рис. I.9. Зависимость от времени компонент скорости протона при взаимодействии с электронами в сильном магнитном поле. Значения величин v_e , ω_p равны:

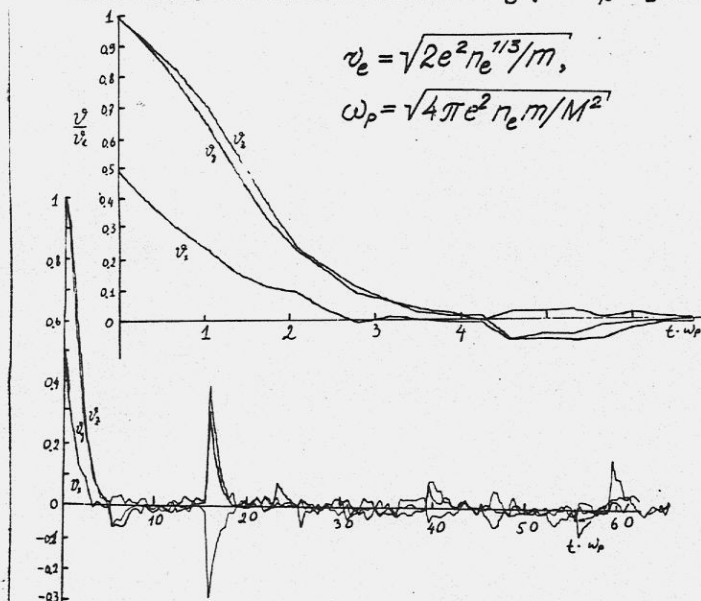


Рис. I.10. Зависимость от времени компонент скорости антипротона при взаимодействии с электронами в сильном магнитном поле. Значения величин v_e , ω_p равны: $v_e = \sqrt{2e^2 n_e^{1/3} / m}$, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e m / M^2}$. В верхней части рисунка показан начальный участок охлаждения

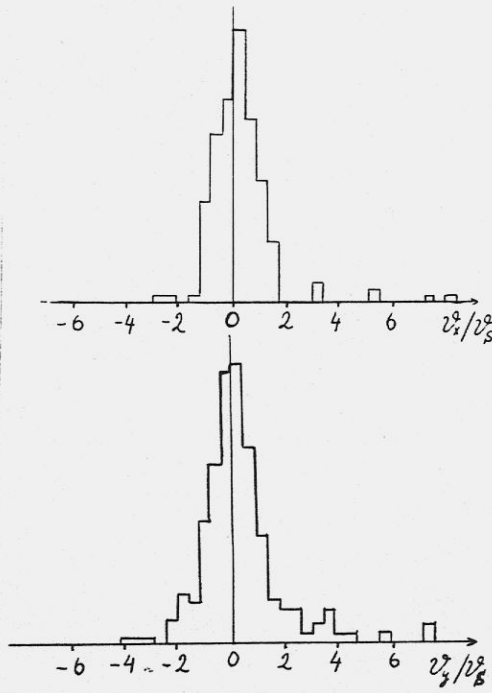


Рис. I. II. Распределения продольной к магнитному полю v_x и поперечной v_y компонент скорости антипротонов после охлаждения до стационарного состояния, полученное численным моделированием. Значение величины v_s равно:

$$v_s = \sqrt{2e^2 n_e^{1/3} / M}.$$

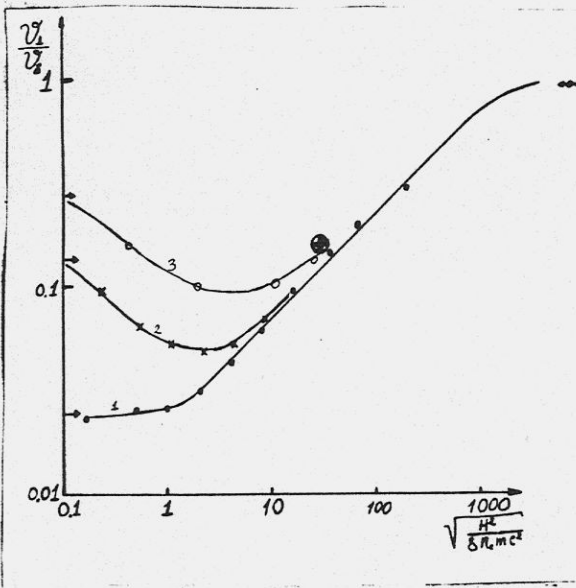


Рис. I. I2. Зависимость установившегося разброса поперечных скоростей протона от величины магнитного поля на участке охлаждения при различных значениях разброса поперечных скоростей электронов:
 1 - $v_{\perp} / v_e = 0$; 2 - $v_{\perp} / v_e = 8$; 3 - $v_{\perp} / v_e = 16$; \rightarrow - значение, полученное при $v_{\perp} = 0$, $H = 0$, \leftarrow - значение, полученное при $H = \infty$, \ominus - экспериментальные данные, полученные при охлаждении протонов на установке НАП-М.

ный импульс:

$$\Delta p_{\perp} \approx \frac{2e^2}{\rho v_{e\perp}}. \quad (I.33)$$

В случае $(eH/mc) \cdot (\rho/v) \gg 1$ будут происходить повторные столкновения электрона с частицей, и полное изменение энергии электрона за время взаимодействия ρ/v имеет вид:

$$\Delta E = \frac{1}{2m} \left(\frac{2e^2}{\rho v_{e\perp}} \right)^2 \cdot \frac{2\rho}{v} \frac{eH}{2\pi mc}. \quad (I.34)$$

Соответственно, мощность силы трения можно записать в виде:

$$\vec{F}_{\text{тр}} \cdot \vec{v} = \int \Delta E \, 2\pi \rho_{\perp} n_e v d\rho, \quad (I.35)$$

где ρ_{\perp} — радиус ларморовского вращения.

В результате оценки для силы трения в этом случае может служить выражение

$$F_{\text{тр}} \approx \frac{4e^4 n_e eH (\rho_{\perp} / \rho_{\text{min}})}{m v_{e\perp} v}. \quad (I.36)$$

В отличие от случая большого магнитного поля "предельной замагниченности", когда сила при уменьшении ($v < v_{e\perp}$) растет как $1/v^2$ (I.22), при осуществлении условия $\rho_{\perp} > \rho_{\text{max}} = \omega_p \cdot v$ сила трения растет только как $1/v$.

§ 3. Декремент охлаждения

В результате действия силы трения амплитуды бетатронных колебаний частиц уменьшаются до равновесных значений. Для характеристики скорости охлаждения удобной величиной является декремент охлаждения, определяемый как

$$\lambda_{x,z} = -\frac{1}{2} \frac{d a_{x,z}^2}{dt} \cdot \frac{1}{a_{x,z}^2}, \quad (I.37)$$

где $a_{x,z}$ - амплитуда колебаний частицы. В условиях электронного охлаждения часто сила трения изменяется нелинейно при изменении скорости частицы, и поэтому декремент может зависеть от амплитуды колебаний. В случае, если $F_{\text{тр}} \sim v$, (линейное приближение) декремент не зависит от амплитуды и равен обратному времени уменьшения амплитуды колебаний в e раз. Скорость охлаждения продольного разброса по импульсам в этом случае определяется декрементом, равным:

$$\lambda_{\parallel} = -\frac{1}{2} \frac{\langle F_{\parallel} \cdot v_s \rangle}{\Delta E}, \quad (\text{I.38})$$

где $F_{\parallel} = \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial v_{\parallel}} \Delta v_{\parallel} + \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial x} x$, $x = \psi R_0 \Delta p/p$, $\Delta E = \gamma M v_s \Delta v_{\parallel}$,

x - поперечное смещение орбиты, связанное с отклонением скорости частицы Δv_{\parallel} от равновесной v_s (для упрощения выражений будем считать, что на участке охлаждения $x = \text{const}$, $\partial \psi / \partial \theta = 0$). Подставляя в выражение (I.38) приведенные формулы, получим декремент продольного охлаждения в виде:

$$\lambda_{\parallel} = -\frac{1}{2\gamma M} \left(\frac{\partial F_{\parallel}}{\partial v_{\parallel}} + \frac{\psi R_0}{\rho} \frac{d\rho}{dv} \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial x} \right). \quad (\text{I.39a})$$

Проведя аналогичные вычисления для бетатронного движения, получим

$$\lambda_x = -\frac{1}{2\gamma M} \left(\frac{\partial F_x}{\partial v_x} - \psi \frac{R_0}{\rho} \frac{d\rho}{dv} \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial x} \right), \quad (\text{I.39})$$

$$\lambda_z = -\frac{1}{2\gamma M} \frac{\partial F_z}{\partial v_z}.$$

Видно, что связь радиального x и продольного движения может приводить к перераспределению декрементов в случае зависимости продольной силы трения от координаты ($\partial F_{\parallel} / \partial x \neq 0$) [2]. Такая зависимость может возникнуть при наличии на участке охлаждения

модуляции электронной скорости, например, поперечным электрическим полем.

В этом случае продольный декремент охлаждения можно записать в виде:

$$\lambda_{\parallel} = -\frac{1}{2\gamma M} \frac{\partial F_{\parallel}}{\partial v_{\parallel}} \left(1 - \frac{d\rho_e(x)}{dx} \frac{R_0 \psi}{\rho_e} \right), \quad (I.40)$$

где $\rho_e(x)$ - импульс электрона. Видно, что, если поперечная модуляция достигнет значения $d\rho_e/dx/\rho_e = 1/R_0\psi$, то затухание отклонений по энергии частиц не будет происходить, так как частицы с отклоненной энергией будут двигаться в точках электронного пучка, где скорости отклоненных частиц и электронов равны. Значение электрического поля, при котором достигается такая ситуация, равно:

$$E_{\perp} = \beta^2 E_e / (\psi R_0). \quad (I.41)$$

Так, для параметров НАП-М на энергии $W_K = 35$ кВ предельное электрическое поле $E_{\perp} = 100$ В/см достигается на краю электронного пучка полем пространственного заряда уже при токе электронов $I_e = 0,3$ А.

Хотя сумма декрементов и не меняется в случае перераспределения декрементов, но, конечно, ситуация, при которой декремент по какой-то степени свободы мал или даже отрицателен (раскачка), неприемлема, и, поэтому необходимо принимать меры по компенсации поперечных полей электронного пучка.

В случае, когда отклонения скоростей частиц Δv большие и нельзя ограничиться предположением $F_{TP} \sim \Delta v$, расчет скорости охлаждения необходимо проводить, усредняя выражение (I.37) по быстрым изменениям скорости Δv , связанным с бетатронными или синхротронными колебаниями. Например, если сила трения изменяется в соответствии с выражением:

$$\vec{F}_{TP} = A \cdot \frac{\Delta \vec{v}}{(\Delta v^2 + v_T^2)^{3/2}} \quad (I.42)$$

(где v_T - характерный разброс скоростей, A - константа), то декремент охлаждения при $\Delta v \ll v_T$ постоянен и равен

$\lambda_\infty = \lambda_2 = A / (2\gamma M v_T^3)$, а при $\Delta v \gg v_T$ падает пропорционально $1 / \Delta v^3$. На рис. I.13 показан результат вычисления

зависимости декремента охлаждения λ от отстройки скорости для случая одномерных колебаний и для двумерных колебаний с одинаковой амплитудой. Отличие связано с тем, что при одномерных колебаниях чаще скорость частицы оказывается вблизи малого значения

$\Delta v \sim v_T$, где сила трения имеет максимум.

Зависимость скорости охлаждения от амплитуды колебаний частиц приводит к изменению в динамике охлаждения: в случае, если декремент охлаждения $\lambda = A / a^3$ (A - постоянная, a - амплитуда колебаний) уравнение (1.37) приводит к зависимости амплитуды от времени в виде:

$$a^3(t) = a^3(0) - A \cdot t. \quad (I.43)$$

Таким образом, за время $\tau = a^3(0) / A$ происходит затухание колебаний от начальной амплитуды $a(0)$ до амплитуды, при которой отклонение скорости частицы сравнивается с v_T и в дальнейшем происходит затухание с постоянным декрементом до равновесного значения.

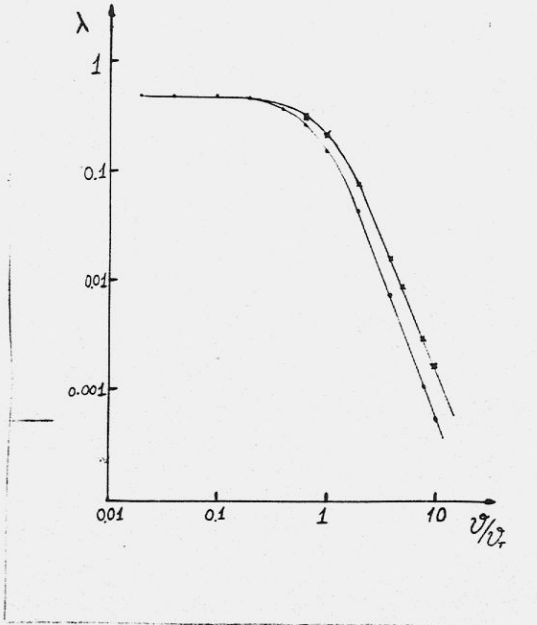


Рис. I.13. Зависимость декремента охлаждения от скорости частицы. x - одномерные колебания, o - двумерные бетатронные колебания, v_0 - характерный разброс скоростей электронов; значения декремента приведены в единицах $\lambda / (A / (\gamma M v_0^3))$.

Г Л А В А П

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

§ I. Накопитель протонов НАП-М

Магнитная система. Эксперименты по изучению электронного охлаждения проводились на накопителе протонов НАП-М, специально разработанном для этих целей. Подробное описание накопителя дано в работах [7-12]. Накопитель типа рейстрек (рис.2.1) содержит 4 поворотных магнита с радиусами кривизны 3 м и 4 прямолинейных промежутка длиной 7,1 м (периметр накопителя $\sim 47,2$ м). Структура магнитной системы накопителя выполнена по схеме синхротрона с нулевым градиентом и краевой фокусировкой. Около каждого края магнита размещены корректирующие элементы, содержащие дипольные, квадрупольные и секступольные обмотки. Корректирующие дипольные обмотки позволяют смещать положение ∞ , z орбиты на энергии 65 МэВ в пределах ± 3 см. Квадрупольные обмотки всех элементов включены последовательно и смещают бетатронные частоты на этой энергии в пределах $\pm 0,1$.

Таблица 2.1. Основные параметры накопителя НАП-М

Энергия протонов	1,5 - 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
Частоты бетатронных колебаний	$\nu_z = 1,24; \nu_x = 1,34$
Значения модуля функции Флоке:	
на участке охлаждения	0,7
на краях прямолинейных промежутков	0,98

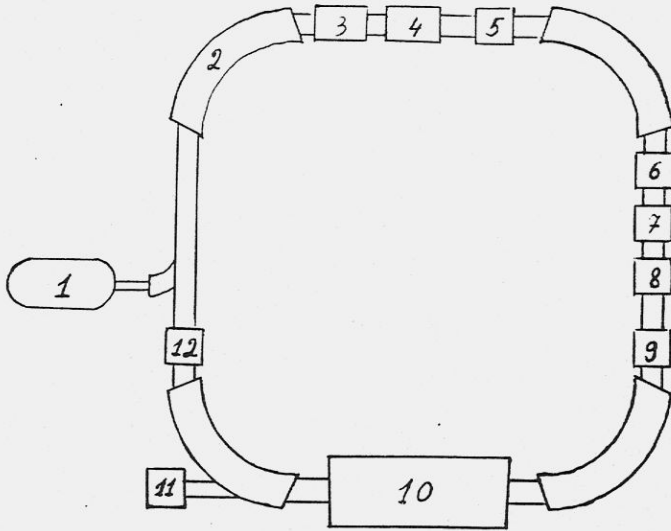


Рис.2.1. Структурная схема накопителя НАП-М:

I - инжектор, 2 - магнит накопителя, 3-4 - горизонтальные и вертикальные пластины для возбуждения бетатронных колебаний, 5 - ускоряющая станция, 6 - кварцевая нить для измерения профиля пучка, 7,8 - горизонтальная и вертикальная магнетиные струи, 9 - спинтилляционный счетчик, 10 - установка с электронным пучком, 11 - измеритель профиля пучка атомов водорода, 12 - специальный пикап-электрод для измерения шумов протонного пучка

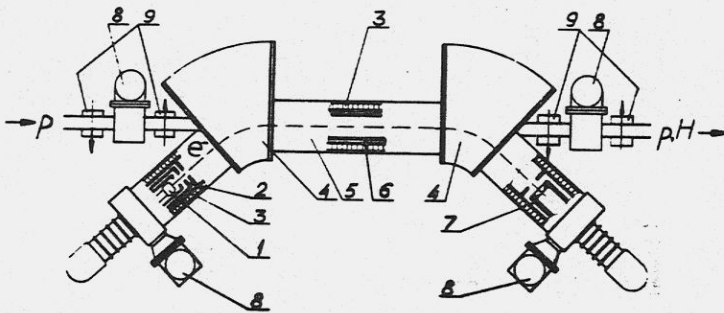


Рис.2.2. Схема установки с электронным пучком:

1 - электронная пушка, 2 - аноды электронной пушки, 3 - обмотка электромагнита, 4 - участки поворота электронного пучка с тороидальным магнитным полем, 5 - участок охлаждения, 6 - вакуумная камера, 7 - коллектор, 8 - вакуумные насосы, 9 - корректирующие магниты

Значение дисперсионной функции на участке охлаждения ψ	0,8
Критическая энергия	110 МэВ
Длительность цикла ускорения	30 сек
Средний вакуум	$5 \cdot 10^{-10}$ Торр

В качестве инжектора использован электростатический генератор с энергией 1,5 МэВ, током протонов 1,5 мА в импульсе длительностью 4 мксек.

Вакуумная система. Для успешной работы накопителя необходимо было получение достаточно хорошего вакуума $\sim 10^{-10}$ Торр. Это требование связано с малой энергией инъекции и с использованием сравнительно простых нешихтованных магнитов, что ограничивало скорость подъема поля из-за индукционных токов значением $dH/dt = 150$ э/сек и при этом цикл ускорения длится около 30 сек.

Кроме того, вакуум определяет время жизни пучка и возможность получения минимальных установившихся размеров после охлаждения протонного пучка.

Прогревная вакуумная камера выполнена из нержавеющей стали. Конструкция позволяет проводить нагрев камеры без разборки магнитов до температуры 300°C . На концах прямолинейных промежутков расположены 8 откачных агрегатов, включающих магниторазрядный насос производительностью 300 л/сек и сорбционный насос с титановыми испарителями. Кроме того, каждый откачной агрегат снабжен черновым магниторазрядным насосом, отсекаемым специальным прогревным клапаном. Эти насосы использовались только во время прогрева вакуумной камеры. В процессе экспериментов выяснилось, что не смотря на хороший, $\sim 10^{-11}$ Торр, вакуум в откачных агрегатах, газение в длинной вакуумной камере внутри магнитов ($l \sim 5\text{м}$) приводило к сильному падению среднего вакуума. Это явление особенно сильно сказывалось в летний период, когда температура воды, ох-

лаждающей обмотки магнита, повышалась до 30–35° С. Для устранения гажения внутри камер были приняты специальные меры. Внутри камер вставлялись длинные испарители, проходящие от одного до другого концов камеры, позволяющие испарять титан в нескольких местах вдоль камеры. Оба конца испарителей были изолированы от камеры, что позволяло использовать их для дополнительной очистки камеры с помощью газового тлеющего разряда в аргоне. Были установлены также специальные тепловые экраны между обмотками магнита и камерой, охлаждаемые водой с низкой температурой, что уменьшало нагрев камеры теплом, выделяющимся в обмотках. Среднее по орбите давление находилось из измерения зависимости времени жизни протонного пучка от свободной апертуры, задаваемой пробниками. Производилось также измерение среднего вакуума по сворачиванию пучка за счет ионизационных потерь энергии. Оба метода дали согласующиеся результаты и значение среднего вакуума составляло $1-5 \cdot 10^{-10}$ Торр в зависимости от условий эксперимента [23].

Питание электромагнитов накопителя

Электропитание поворотных магнитов осуществлялось от генератора постоянного тока ГПН-1650-250. При изменении напряжения генератора от 4 до 65 В ток изменялся от 0,5+7,5кА. Уровень пульсаций тока генератора составлял несколько процентов. Для стабилизации до уровня $\Delta J/J \approx 2 \cdot 10^{-5}$ потребовалось создание специальной системы подавления пульсаций, подробно описанной в работах [9,46].

Ускоряющая система.

Ускоряющая система накопителя состояла из задающего генератора, усилителя мощности и резонатора, задающим элементом для перестройки частоты генератора служил датчик Холла ($B(t)$). Для компенсации запаздывания, связанного с фильтрацией шумов электроники, использовалось напряжение со специального витка, охватывающего магнитный поток и пропорционального $\dot{B}(t)$. Так, если амплитуда гармоники поля на частоте ω составляет B_ω , то на-

пряжение на витке пропорционально $i\omega B_\omega$, и складывая эти сигналы после фильтрации (с постоянной фильтра τ), можно получить:

$$U_\omega \sim B_\omega \left(\frac{A}{1+i\omega\tau} + \frac{Bi\omega}{1+i\omega\tau} \right). \quad (2.1)$$

Выбирая веса A и B , с которыми складываются эти напряжения так, чтобы напряжение на выходе не зависело от частоты ($B/A = \tau$), можно получить хорошую фильтрацию шумов $\omega\tau \gg 1$ и малые искажения сигналов $U \sim B(t)$. Точная подстройка частоты осуществлялась по координате пучка. Цепь обратной связи через дифференциальный пикап-электрод содержит интегрирующий усилитель и обеспечивает подавление "ошибок" частоты в 16000 раз на нулевой частоте и в ~ 40 раз на частотах 1-50 Гц. Быстрая фазовая подстройка частоты производилась по второй цепи обратной связи, включающей интегральный пикап-электрод. Система удовлетворительно работала при токах ~ 30 мкА на энергии инъекции.

Такая сложная ВЧ система потребовалась из-за необходимости перехода из ускорительного режима в стационарный. В этот момент магнитные поля в нештормованных магнитах начинают меняться сложным образом, так как постепенно исчезают индукционные токи в полюсах. Работа на накопителе НАП-М показала, что сохранение пучка в этот момент - весьма delicate операция, требующая описанной системы ВЧ.

Управление накопителем

Управление рабочим циклом производилось от ЭВМ "Одра-1304". Управление осуществлялось изменением кодов в цифроаналоговых преобразователях код \rightarrow напряжение (ЦАП) и изменениями кодов в устройствах, включающих или выключающих аппаратуру. Связь управляющих устройств с ЭВМ осуществлялась через систему последовательной связи [II]. Контроль токов и напряжений производился набором аналого-цифровых преобразователей (АЦП), с различными точности-

ми измерений $10^{-2} + 10^{-5}$ и быстродействием от 1,5 мсек на измерение до 20 мсек.

Рабочий цикл выглядел следующим образом. В нарастающее магнитное поле инжектируются протоны. Момент инжекции синхронизируется по уровню магнитного поля от датчика Холла с точностью $\Delta B/B \approx 10^{-4}$. Закон нарастания токов в магнитах и корректирующих элементов определяется таблицей, записанной в ЭВМ. При выводе поля на постоянное значение ("плато") выключается ВЧ напряжение и включается продольное магнитное поле в установке с электронным пучком и подогрев катода электронной пушки, начинается процесс охлаждения. В это время ЭВМ использовалась для управления электронным пучком и в процессе экспериментов по изучению охлаждения.

§ 2. Установка с электронным пучком

В одном из промежутков накопителя расположена установка с электронным пучком [3,6,7]. Схема установки показана на рис.2.2.

Таблица 2.2. Основные параметры установки с электронным пучком

Длина участка охлаждения	1 м
Полная длина электронного пучка	3 м
Диаметр электронного пучка	0,2+2 см
Энергия электронов	700 В + 50 кВ
Сопровождающее продольное магнитное поле	0,5 + 1,4 кГс
Стабильность напряжения на катоде электронной пушки	10^{-5}

В установке использовалась рекуперация энергии электронов, что существенно снижало мощность, выделяемую электронным пучком в вакуумной камере. Формирование электронного пучка с малыми поперечными скоростями осуществлялось трехэлектродной пушкой, погру-

женной в магнитное поле [6]. Особое внимание уделялось корректированию магнитного поля на участке охлаждения. Коррекции осуществлялись наложением специальных витков на участках, в которых были возмущения магнитного поля и использованием магнитных экранов, согласующих магнитные потоки. Это особенно важно на участках стыка прямолинейного соленоида и тороидальной части, подводящей электроны к участку траектории протонов. Часть корректирующих витков включалась параллельно соленоиду, что уменьшало требуемое число выпрямителей для питания коррекций. Магнитные коррекции осуществлялись на основании как магнитных измерений, так и измерений траектории "точечного" пучка электронов с малой энергией [6]. Окончательная подстройка коррекций осуществлялась по измерению декрементов охлаждения совместно с коррекциями положения протонного пучка. Измерения положения электронного пучка в камере осуществлялось четырьмя парами (x, z) пикап-электродов, размещенных в начале и конце участков охлаждения, на выходе электронной пушки и входе в коллектор.

При измерении положения электронный ток модулировался путем подачи ВЧ напряжения на первый анод электронной пушки. Для этого использовался резонансный контур, включенный в цепь питания анода, что позволяло стандартными генераторами сигналов достигать необходимой степени модуляции тока, несмотря на большее постоянное напряжение между катодом и анодом (~ 10 кВ).

На выходе из электронной пушки перед пикап-электродами размещались специальные электроды со вставками из электропроводящего стекла для управления компенсацией электронного пучка (см. подробнее гл.7).

Большое внимание уделялось возможностям управления параметрами электронного пучка, важными с точки зрения кинетики охлаждения.

Для изменения поперечных скоростей электронов относительно протонов использовались специальные катушки, создавшие однородные поперечные поля B_z , B_x на участке охлаждения. При наличии таких полей электроны движутся вдоль магнитных силовых линий и будут иметь угол относительно протонной траектории $\theta = B_z / B$.

Изменения поперечных скоростей ларморовского вращения электронов осуществлялось короткими (1 см) электростатическими пластинами, расположенными сразу после последнего анода пушки. При проходе электрона между такими электродами с поперечным электрическим полем ларморовское вращение будет возбуждаться, если воздействие будет неадиабатическим по отношению к ларморовскому вращению, соответственно, длина пластин l меньше четверти шага ларморовской спирали λ_L в магнитном поле:

$$l < \frac{\lambda_L}{4} = \frac{\pi v_s m c}{e B_{||}} \quad (2.2)$$

При магнитном поле $B_{||} = 10^3$ Гс и энергии электронов 35 кВ шаг $\lambda_L / 4 \approx 1$ см, что и определило выбранную длину возбуждающих пластин. Амплитуды скоростей ларморовского вращения, возбуждаемые при пролете такой пластинки, вычислялись на ЭВМ с учетом "вывала" электрического поля на краях пластины; проводились и контрольные измерения с помощью наблюдения смещения пучка при подаче напряжения на эти электроды.

Изменения плотности электронного пучка без изменения полного тока осуществлялось специальным небольшим соленоидом, помещенным в районе катода электронной пушки и позволяющим создавать дополнительное магнитное поле до 3000 Гс. Диаметр этого соленоида был больше внешнего размера основного соленоида (ϕ 300 мм, и электронный пучок переходил из области катода B_K в основное магнитное поле $B_{||}$ адиабатически с изменением поперечного сечения в соответствии с соотношением:

$$S_{\kappa} \cdot B_{\kappa} = S \cdot B_{//}. \quad (2.3)$$

При этом изменялись, конечно, и распределения скоростей электронов в сопутствующей системе, что позволяло использовать адиабатическое охлаждение поперечных скоростей при расширении пучка электронов.

Модуляция энергии электронного пучка требовалась для измерений продольной силы трения и изучения влияния продольной электронной температуры на кинетику охлаждения.

Основной источник высокого напряжения конструировался с точки зрения получения минимальных пульсаций напряжения и максимальной стабильности. Время перестройки напряжения составляло $\sim 0,1$ сек и было недостаточным для изучения быстрого электронного охлаждения. Поэтому был изготовлен специальный блок, включающий высоковольтный разделительный трансформатор для синусоидальной модуляции напряжения на катоде и регулируемый выпрямитель с коммутаторами на реле для быстрого (скачкообразного) изменения ускоряющего напряжения на величину до 300 В.

§ 3. Аппаратура для измерения параметров протонного пучка

Измерение тока пучка циркулирующих протонов производилось специальным магнетометром, основанным на измерении намагниченности ферромагнитного кольца, охватывающего камеру накопителя [47]. Чувствительность этого метода ограничивалась шумами и дрейфом намагниченности и при времени измерения ~ 1 сек достигала 5 мкА. При необходимости измерения меньших токов использовался сигнал с магневой струи (см. ниже), предварительно откалиброванный на большом протонном токе с помощью магнетометра.

Апертурные пробники использовались для грубых измерений положения и размеров протонного пучка. Эти пробники выполнялись в

виде рамки $70 \times 70 \text{ мм}^2$, на краях которой находились пластины, покрытые люминофором. Рамка охватывала равновесную орбиту протонов и могла двигаться с помощью электромотора со скоростью $0,3 \text{ см/сек}$. На малой энергии протонов ($\sim 1,5 \text{ МэВ}$) с помощью апертурных пробников можно было изучать инжекцию протонов, наблюдая за положением протонного пучка на пластинках, покрытых люминофором. На высокой энергии использовался сцинтилляционный счетчик, помещенный вблизи свободной апертуры накопителя. При пересечении краем пробника, циркулирующего протонного пучка, происходило рассеяние протонов на край пробника и часть рассеянных протонов попадала в сцинтилляционный счетчик. Таким образом можно было измерять размеры и положение пучка по всему периметру накопителя, используя только один сцинтилляционный счетчик.

Разрешение метода σ_{min} определяется скоростью движения пробника v_{np} . Без электронного охлаждения многократное рассеяние протонов определяет расширение пучка, а значит, и время жизни:

$$\tau = \frac{A^2}{\frac{da^2}{dt}}, \quad (2.4)$$

A - свободная апертура, $\frac{da^2}{dt}$ - скорость расширения пучка. Поэтому время пересечения σ_{min}/v_{np} должно быть меньше, чем просто время гибели протонного пучка с оставшейся малой апертурой, что и определяет разрешение метода:

$$\sigma_{min} \approx \frac{A_0^2}{v_{np} \tau_0}, \quad (2.5)$$

где A_0 - полная апертура накопителя, τ_0 - время жизни для этой апертуры. При времени жизни в накопителе 1000 сек и апертуре 3 см , $v_{np} = 0,3 \text{ см/сек}$ разрешение может достигать значений $\sim 0,3 \text{ мм}$. Одно из главных ограничений этого метода связано с сильным влиянием пульсаций магнитного поля накопителя. Пульсации ($\Delta B/B$) приводят к колебаниям положения протонной орбиты со

скоростью:

$$v = \omega R_0 \psi \frac{\Delta B}{B}, \quad (2.6)$$

где ω - частота пульсаций, R_0 - средний радиус, ψ - значение ψ -функции в точке расположения пробника. В случае, если скорость колебаний орбиты превышает скорость движения пробника, будет наблюдаться сильная модуляция сигнала со спинтилляционной счетчика, что и наблюдалось в первых экспериментах [13]. Гибель протонного пучка при каждом измерении тоже существенно ограничивает применение этого метода.

Метод пересекающей нити

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

Конструктивно датчик выполнен в виде легкой дюралюминиевой рамки, подвешенной на стальной проволоке $\phi=1,6$ мм (рис.2.3). Рамка может совершать свободные крутильные колебания на проволоке и фиксируется в двух крайних положениях электромагнитами, притягивающими стальной хвостик рамки. Такая конструкция позволила предотвратить разрывы кварцевой нити в момент фиксации, так как скорость ее в эти моменты мала. Взвод рамки осуществлялся специальным штоком, управляемым электромотором. Для измерения скорости движения нити и синхронизации с моментом пересечения пучка нитью использовалось небольшое зеркало, помещенное вблизи оси рамки. Луч света от лампочки мог попадать на регистрирующий фотодиод только вблизи равновесного положения рамки, что и позволило выделить момент пересечения нити пучка и, кроме того, измерить время движения нити (τ) от крайнего положения (А) до центра, а значит, и скорость нити ($v = A \cdot \pi / (2\tau)$). Кварцевая нить диаметром 2-3 мкм изготовлялась "романтическим" способом - с помощью стрельбы расплавленным кварцем из арбалета.

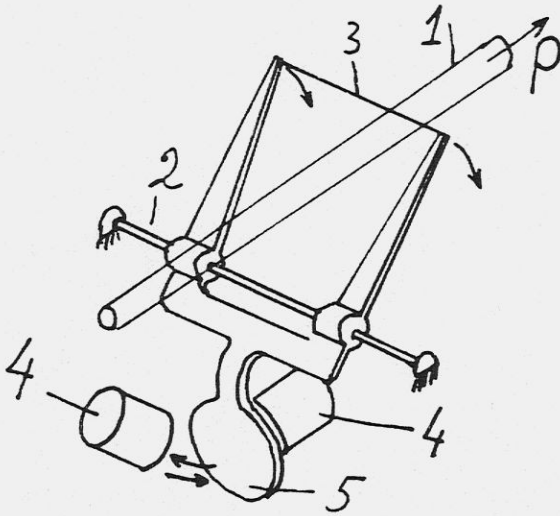


Рис.2.3. Схема датчика плотности протонного пучка.
1 - протонный пучок, 2 - стальная струна,
3 - кварцевая нить, 4 - фиксирующие электромагниты, 5 - стальной якорь

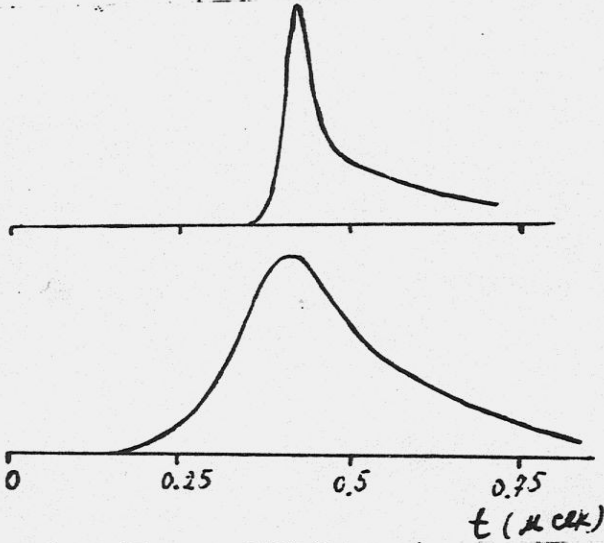


Рис.2.4. Результаты измерения кварцевой нитью профиля протонного пучка при различных его диаметрах: 0,3 мм и 1,2 мм

Протоны, рассеявшиеся на нити, образуют "ореол" вокруг пучка. В результате сигнал, получаемый при пересечении пучка нитью, является суммой сигнала от начального распределения частиц и от ореола, возникающего по мере пересечения пучка нитью. Среднеквадратичное приращение амплитуды колебаний протона при однократном прохождении нити равно

$$\Delta z = R_0 |f| \sqrt{\frac{2 \Delta \theta_z^2 d}{\pi}}, \quad (2.7)$$

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

$$\varepsilon = 1 - \exp\left(-\frac{d}{v_H T_S}\right), \quad d \ll a_0, \quad (2.8)$$

где v_H - скорость движения нити, T_S - период обращения частиц в накопителе, a_0 - размер протонного пучка. Таким образом, отношение сигнала от "ореола" к полезному сигналу ($u_0 \sim N/a_0$) равно:

$$\frac{\Delta u}{u_0} \approx \frac{\varepsilon a_0}{\sqrt{\Delta z^2 + a_0^2}} \quad (2.9)$$

При энергии протонов 65 МэВ, кварцевой нити ϕ 2 мм, $v_H = 5,5$ м/сек, приращение амплитуды бетатронных колебаний составляет 3 мм, вероятность рассеяния $\varepsilon \approx 0,55$, и при измерении пучка диаметром 2 $a_0 = 1$ мм вклад "ореола" не превышает 10%. Как видно из выражения (2,9), вклад "ореола" падает с уменьшением диаметра пучка, что позволяет измерять размеры протонного пучка, сравнимые с диаметром нити. При пересечении нитью пучка возможно было производить регистрацию рассеянных протонов спцинтилляционным счетчиком, обсуждавшимся ранее. Однако при этом возникала труд-

ность, связанная с малым временем пересечения протонного пучка нитью, $\tau = \alpha_0 / v_H \approx 10^{-2} \text{ см} / 5 \cdot 10^2 \text{ см/сек} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$. За это время рассеянные протоны могли облетать сцинтилляционный счетчик и регистрироваться спустя много оборотов в накопителе. Поэтому в дополнении к этому методу была использована регистрация, основанная на использовании электронной эмиссии из нити под действием протонного пучка. Электроны фокусировались на люминофор и ускорялись до энергии, необходимой для свечения люминофора с малым временем послесвечения. На рис.2.4 показаны измеренные АПД сигналы с этого датчика при пересечении нитью протонного пучка диаметром $2 \alpha_0 = 0,3 \text{ мм}$ и $1,2 \text{ мм}$. Отчетливо видно, что вид "ореола" рассеянных протонов затрудняет измерения только при больших размерах пучка.

Метод магниево́й 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. Свечение люминофора регистрируется фотоумножителем (рис.2.5). Первые попытки использования ионизации паров магния для получения ^{ННО} электрооптического изображения пучка протонов с широкой струей магния оказались неудачными. При создании широкой струи магния требовалась большая скорость испарения магния, что приводило к существенному ухудшению среднего вакуума в установке и резкому уменьшению времени жизни пучка. В результате при нагреве такой струи пучок не успевал ускориться. Так как время разогрева составляло около 0,5 часа, использовать такую струю оказалось невозможно.

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 нагревался до температуры 450°C ,

а пары магния выходили через ряд отверстий диаметром 0,5 мм в одной из стенок контейнера. 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 перемещался со скоростью $\sim 0,3$ см/сек.

При сканировании поперек протонного пучка сигнал с ФЭУ пропорционален количеству протонов, проходящему через струю в данном сечении. В результате можно получить распределение протонов вдоль направления перемещения струи (рис.2.6). При неподвижной струе, проходящей через центр пучка, сигнал пропорционален плотности протонного пучка. При возбуждении колебаний протонов ударом инфлектора плотность падает, и в процессе охлаждения возрастает, возвращаясь к прежнему значению. Измеряя зависимость сигнала с ФЭУ, от времени можно получить информацию о времени охлаждения. В экспериментах сигнал с ФЭУ считывался АЦП и аппроксимировался выражением:

$$u(t) = u_0 \times \begin{cases} 1, & t < 0, \\ \frac{\sqrt{\langle a_0^2 \rangle}}{\sqrt{\langle a_0^2 \rangle + B^2 e^{-2\lambda t}}} & . \end{cases} \quad (2.10)$$

Параметры u_0 - амплитуда сигнала, a_0 - установившиеся размеры протонного пучка, B - амплитуда колебаний после раскочки, λ - декремент охлаждения - определялись подгонкой выражения (2.10) к измеренной зависимости методом наименьших квадратов. Реально установившийся размер протонного пучка был существенно меньше размера магниевои струи, и это не позволяло измерять a_0 , однако, выражение (2.10) оставалось справедливым, только a_0 уже был просто размер струи паров магния.

На рис.2.7 показан пример измерения декремента охлаждения.

Измерение разброса продольных скоростей протонов производилось с помощью электростатических пикап-электродов. При этом на-

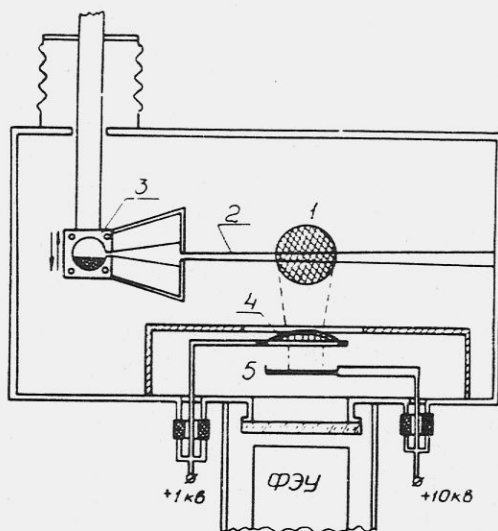


Рис.2.5. Схема измерителя профиля протонного пучка на основе магневой струи: 1 - протонный пучок, 2 - струя паров магния, 3 - контейнер с магнием, 4 - собирающий электрод, 5 - люминофор

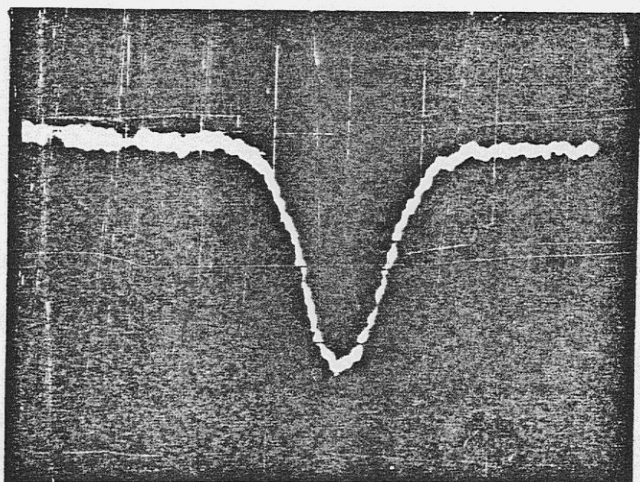


Рис.2.6. Результат сканирования магневой струей поперечного сечения протонного пучка. Масштаб развертки 1 мм/дел

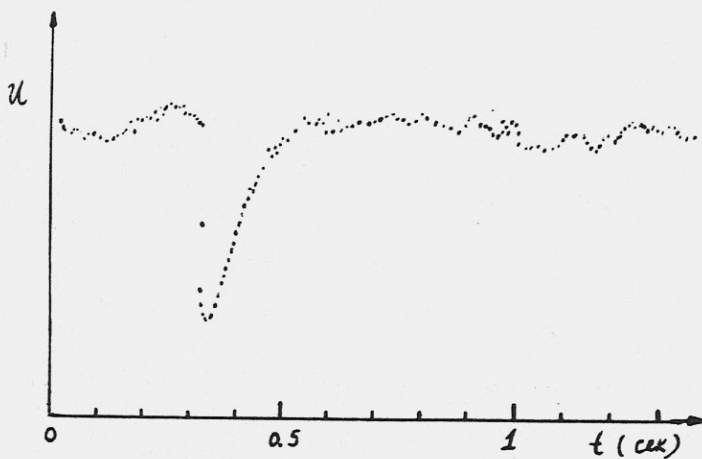


Рис.2.7. Изменения во времени плотности протонного пучка после возбуждения бетатронных колебаний и последующего охлаждения. Магниевая струя находится в центре протонного пучка; измерения выполнены при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП)

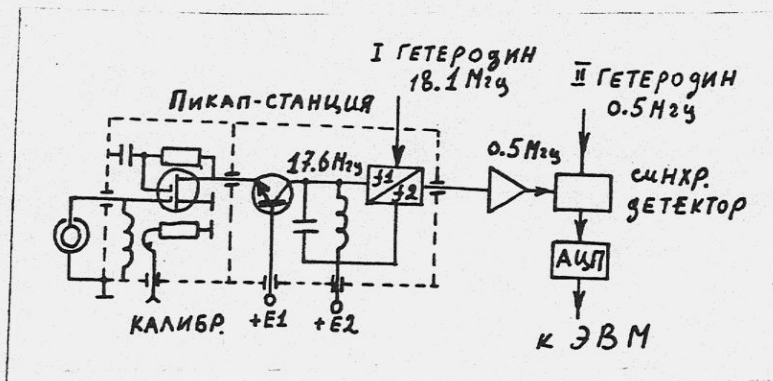


Рис.2.8. Блок-схема измерителя флуктуаций плотности электрического заряда протонного пучка на восьмой гармонике частоты обращения

блюдалась динамика изменения флуктуаций продольной плотности протонного пучка.

Первые измерения осуществлялись путем создания искусственной флуктуации "выбиванием" части протонного пучка по азимуту с помощью специального генератора высоковольтных коротких импульсов (~ 50 нсек), подаваемых на дефлектор накопителя. При этом для снижения требуемого напряжения свободная апертура накопителя уменьшалась введением апертурного пробника. Наблюдался процесс исчезновения "дырки" в пучке за счет взаимного движения протонов.

В дальнейшем была создана специальная аппаратура для наблюдения естественных флуктуаций плотности протонного пучка.

Измерения спектров шумов пучка проводились на 5 и 8 гармониках частоты обращения при помощи электростатического интегрального датчика (пикап-электрода). Блок-схема канала, работающего на 8 гармонике, приведена на рис.2.8. Для повышения чувствительности канала измерений емкость датчика C_d вместе с индуктивностью L образует резонансный контур, настроенный на частоту гармоники (17.6 МГц). Добротность контура $Q = 500$. Резонансное сопротивление контура 90 кОм, поэтому при подключении к нему полевого тетрода типа КИ306 шумы системы практически определяются тепловыми шумами контура и равны 10^{-18} Вт в полосе ± 1 кГц (шумы усилителя ниже на 12 дБ). Входной каскад усилителя выполнен по каскадной схеме. В последующих схемах применено двукратное преобразование частоты. Выходной сигнал второго смесителя (синхронного детектора) преобразуется при помощи аналого-цифрового преобразователя (АЦП) в цифровой код для передачи информации в ЭВМ. Полоса частот измеряемого сигнала на входе АЦП равна 1 кГц, тактовая частота АЦП - 2 кГц, погрешность преобразования 0,1%.

Анализ спектра шумов производится в ЭВМ программой быстрого преобразования Фурье. Для преобразования используются массивы длиной 512 слов, содержащие результаты измерений, выполненных за

0,25 сек. В выбранном методе с параллельным Фурье-анализом время измерения спектра шириной ΔF с заданным разрешением Δf в $\Delta F/\Delta f$ раз меньше, чем в методе с последовательным свивчиванием спектра. Это особенно важно при измерении нестационарных процессов, так как позволяет существенно уменьшить влияние нестабильности магнитного поля накопителя и, соответственно, частот обращения в пучке на результаты измерений.

Атомы водорода, возникающие в процессе электронного охлаждения пучка, регистрировались телескопом из сцинтилляционного счетчика и двухкоординатной пропорциональной камеры. Атомы водорода после радиационной рекомбинации на достаточно низкие уровни не ионизируются поперечными магнитными полями и выходили через специальную щель в обмотке поворотного магнита накопителя.

Для улучшения точности измерения углового разброса регистрирующий телескоп располагался в конце длинной вакуумной трубы. Общее расстояние от участка охлаждения до места регистрации составляло 11,3 м. Разрешение пропорциональных камер для протонов с энергией 65 МэВ около 0,1 мм. Это позволяло измерять угловой разброс на уровне $\sim 10^{-5}$, что было не вполне достаточно. Кроме того, измерения размеров пучка атомов водорода осложнялись пульсациями магнитного поля, вызывавшими расширение эффективного размера, так как для набора необходимой статистики требовалось время, определяемое скоростью поступления атомов. Для некоторых экспериментов использовалась регистрация атомарного пучка тонким листом ядерной эмульсии, что обеспечивало хорошее разрешение, однако, большое время, необходимое для проявления эмульсии, делало этот метод слишком неоперативным.

Г Л А В А ІІІ

ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

§ І. Измерения продольной силы трения

Эффективность охлаждения энергетического разброса пучка частиц характеризуется продольной силой трения между электронами и тяжелыми частицами. После включения электронного пучка протоны охлаждались, и их средняя скорость движения сравнивалась со скоростью электронов. Для измерения продольной силы трения производилось изменение средней скорости электронов при помощи модуляции потенциала на катоде электронной пушки. При появлении разности скоростей между электронами и протонами возникала средняя сила трения, ускоряющая или тормозящая протоны, в результате происходило радиальное смещение протонного пучка со скоростью:

$$\frac{d\Delta x}{dt} = \psi R_0 \frac{F_{||}}{P_0}. \quad (3.1)$$

При больших отстройках скорости электронов измерялось время прохождения пучка от начального положения x_0 до $x_0 + \Delta x_{стр}$, где $\Delta x_{стр}$ ($\Delta x_{стр}$ - смещение магнетиной струи от начального положения x_0) выбиралась заметно меньше конечного смещения протонов $\Delta x_{стр} \ll \psi R_0 \frac{\Delta P}{P}$. В результате можно было измерить зависимость силы трения от отстройки скоростей. Если радиальное смещение протонного пучка компенсировать соответствующим повышением значения магнитного поля накопителя, то можно производить ускорение пучка протонов, синхронно увеличивая энергию электронов и магнитное поле. Таким образом удавалось ускорять протонный пучок от энергии 60 МэВ до энергии 90 МэВ за 2 минуты, откуда мощность силы трения $F_{||} \cdot v > 0,25$ МэВ/сек. Этот способ измерения силы трения не удобен в связи с трудностями точного согласования законов изменения энергии и поля, однако, очень наглядно

демонстрирует электронное затухание. При малых отстройках измерения силы трения затруднялись радиальным разрешением магниевои струи (~ 1 мм) $\Delta\rho/\rho \sim 2 \cdot 10^{-4}$. Поэтому для измерения максимальной силы трения (вблизи равновесия) использовалась несколько другая методика. Энергия электронного пучка модулировалась небольшим синусоидальным сигналом ($\Delta u \cdot \sin \omega t$). Если протонный пучок успевал следить за изменениями скорости электронов, то при постановке магниевои струи на край протонного пучка наблюдалась синусоидальная модуляция сигнала с магниевои струи, связанная с изменением положения протонного пучка:

$$\Delta x = R_0 \psi \frac{\Delta \rho(t)}{\rho_0} = R_0 \psi \frac{\gamma \Delta u}{(1 + \gamma) u_0} \sin \omega t \quad (3.2)$$

Для обеспечения такой модуляции импульса протона должна действовать продольная сила трения, равная $F_{||} = \frac{d\Delta p}{dt} \sim \omega \Delta x \sim \omega \Delta u$. При возрастании амплитуды модуляции Δu или частоты ω соответственно возрастает амплитуда силы трения, необходимая для полного увлечения протонного пучка ($\vec{v}_e(t) = \vec{v}_p(t)$). В случае, когда необходимая для полного увлечения сила трения превосходит максимально возможное значение силы трения, происходит срыв — уменьшение колебаний импульса протонного пучка. Имеется простая механическая аналогия этому эксперименту, основанная на поведении тела, лежащего на горизонтальной плоскости с трением. При малой амплитуде горизонтальных колебаний плоскости тело колеблется вместе с плоскостью, а при увеличении амплитуды выше некоторого порога начинает проскальзывать по плоскости. Вычисления $F_{||max}$ производилось по амплитуде модуляции в максимуме колебаний Δu_M

$$F_{||max} = \frac{M v_0 \gamma^2}{1 + \gamma^2} \cdot \frac{\Delta u_M \omega}{u_0} \quad (3.3)$$

На рис. 3.1 показана зависимость амплитуды поперечных колебаний протонного пучка от амплитуды модуляции энергии электрон-

ного пучка. Видно, что амплитуда колебаний имеет максимум при значении модуляции $\Delta v \sim 3$ В, что соответствует максимальной мощности трения из выражения (3.3) $F_{||,max} = v_0 \approx 1.5$ МэВ/сек. На рис. 3.2 показаны результаты измерения зависимости силы трения от разности продольных скоростей электронов и протонов. Оценка значения силы трения при малой разности скоростей $\Delta v < 10^6$ см/сек, линия 1, проведена из результатов измерения декрементов затухания продольного разброса скоростей (см. главу 5). Значения декрементов охлаждения продольного разброса $\lambda_{||}$ оказались равными (при $I_e = 300$ мА, $E_p = 65$ МэВ) 130 ± 50 с⁻¹. Предполагая, что в этой области сила трения линейно зависит от разности скоростей, сразу можно написать выражение для силы трения в виде:

$$F_{||} = \lambda_{||} \delta M \Delta v.$$

Видно, что результаты всех трех различных измерений силы трения хорошо согласуются. На том же рисунке показана вычисленная сила трения без учета магнитного поля для плоского распределения электронов (кривая 4):

$$f(\vec{v}_e) = \delta(v_{||}) \cdot \begin{cases} \frac{1}{\pi \Delta_{\perp}^2}, & v_{\perp} \leq \Delta_{\perp} \\ 0, & v_{\perp} > \Delta_{\perp} \end{cases} \quad (4.3)$$

с разбросом поперечных скоростей $\Delta_{\perp} = 2,7 \cdot 10^7$ см/сек, соответствующем температуре электронов, близкой к температуре катода $T_k \approx 0,2$ эВ. Видно, что измеренная сила трения существенно выше при малых скоростях, чем дает описание без учета магнитного поля. Сильное влияние малой продольной модуляции $\Delta v_{||} = 5 \cdot 10^6$ см/сек ($\Delta v_{||} \ll \Delta_{\perp}$) на продольную силу показано кривой 2. Результаты исследования влияния разности скоростей между протонами в поперечном и продольном направлении и скорости ларморовского вращения показаны на рис. 3.3. Видно, сильное уменьшение силы трения при разности скоростей между ларморовским кружком

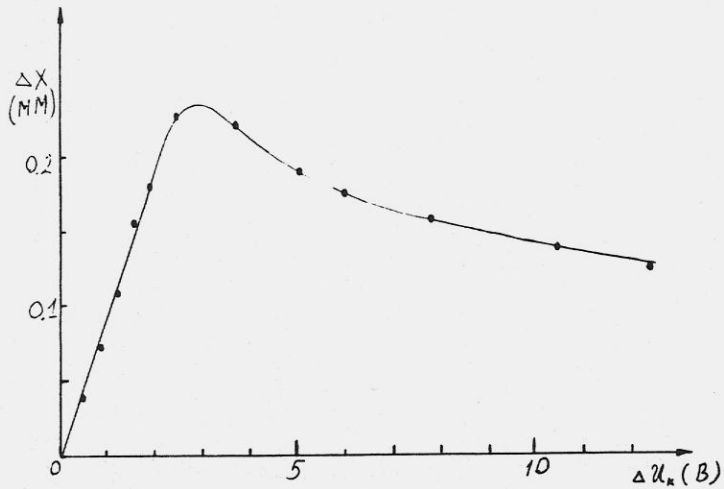


Рис.3.1. Зависимость амплитуды поперечных колебаний протонного пучка от амплитуды модуляции напряжения на катоде электронной пушки. Энергия протонного пучка 65 МэВ, электронный ток 0,3 А.

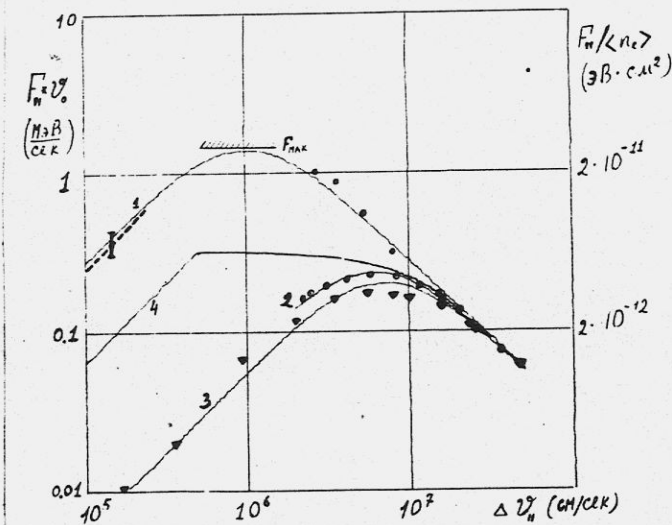


Рис.3.2. Зависимость продольной силы трения от отстройки продольной скорости: 1 - измерения на энергии протонного пучка $W_p = 65$ МэВ, электронный ток 0,3 А; 2 - измерения в тех же условиях, но с модуляцией энергии электронного пучка $\Delta v_{ne} = \pm 5 \cdot 10^6$ см/сек; 3 - данные, полученные в ЦЕРН на энергии 45 МэВ, 4 - кривая, вычисленная для плоского распределения электронов по скоростям без учета влияния магнитного поля

и протоном $\Delta v \approx 2 \cdot 10^6$ см/сек, в то время как скорость лармовского вращения начинает сказываться на уровне $v_{\perp} \approx 5 \cdot 10^7$ см/сек, что указывает на существенный вклад "замагниченных" столкновений. Причем, для выявления этих эффектов, проявляющихся при малых скоростях, необходимо иметь малые возмущения как продольных, так и поперечных скоростей электронов при формировании пучка. Видно, что возмущения продольных скоростей $\Delta v_{\parallel} / v \approx 5 \cdot 10^{-4}$ (кривая 2, рис.3.2) приводят к фактическому исчезновению эффекта замагниченности. Это означает, в частности, что возмущения ведущего продольного магнитного поля на участке охлаждения, приводящие к поперечному относительно протонов дрейфу электронов, должны быть минимальны.

Так, в экспериментах, проводившихся в ЦЕРН [39], эффекты замагниченности проявились очень слабо, и это было связано с поперечными модуляциями магнитного поля $\Delta H_{\perp} / H_{\parallel} \approx 5 \cdot 10^{-4}$, что хорошо видно из приведенных на рис.3.2 данных из работы [48].

Анализ результатов измерения продольной силы показывает, что зависимость силы трения от параметров электронного пучка и отстроек скоростей можно удовлетворительно описать в этой области оценочным выражением (I.36). Перепишем его в виде, учитывающем возмущения продольных и поперечных скоростей электронного пучка $\Delta v_{\perp e}$, $\Delta v_{\parallel e}$, $v_{\perp e}$:

$$F_{\parallel} = \frac{4e^4 n l_c}{m} \cdot \frac{\Delta v_{\parallel}}{\Delta v_{\parallel}^2 + \Delta v_{\perp e}^2 + \Delta v_{\parallel e}^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta v_{\perp e}^2 + \Delta v_{\perp}^2 + \Delta v_{\parallel}^2}} \quad (3.4)$$

Кривые на рис.3.2 проведены в соответствии с этим выражением, причем, $\Delta v_{\perp e}$ определялось поперечной температурой электронов $\sim 0,2$ эВ ($\Delta v_{\perp e} = 2,68 \cdot 10^7$ см/сек), а параметры l_c и $\Delta v_{\perp e}$ подбирались по методу наименьших квадратов и составили $l_c = 10$ для всех кривых, и возмущения поперечных и продольных скоростей $\Delta v = \sqrt{\Delta v_{\perp e}^2 + \Delta v_{\parallel e}^2}$ составило для кривой I-I+I, $4 \cdot 10^6$ см/сек,

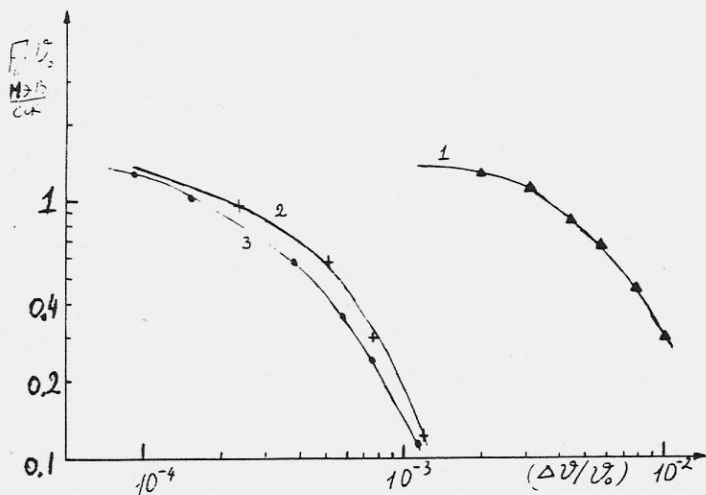


Рис.3.3. Зависимость продольной силы трения от: 1 - скорости ларморовского вращения электронов, 2 - скорости поперечного движения электронов, 3 - разности скоростей продольного движения электронов и протонов. Энергия протонного пучка 65 МэВ, электронный ток 0,3А

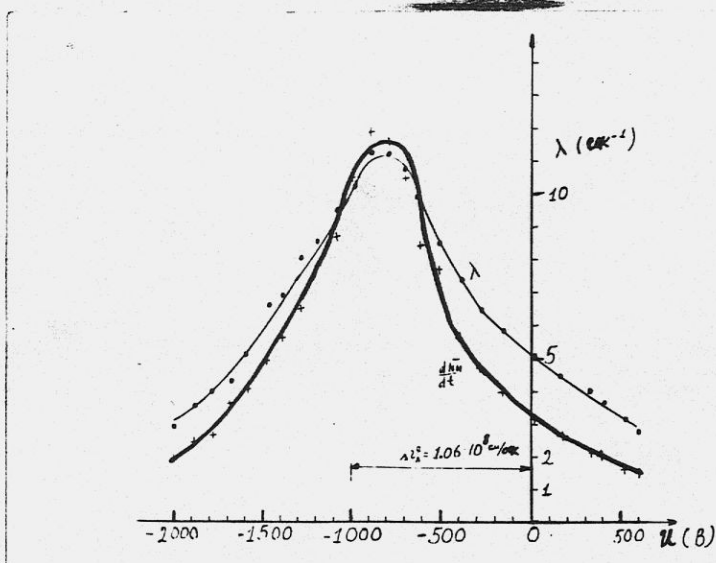


Рис.3.4. Зависимость декремента поперечного охлаждения и скорости рождения атомов водорода dN_H/dt (относительные единицы) от напряжения на пластинах, возбуждавших ларморовское вращение электронного пучка. Энергия протонного пучка 65 МэВ, электронный ток 0,3 А.

кривой 2- $\sim 6 \cdot 10^6$ см/сек, кривой 3- $\sim 7 \cdot 10^7$ см/сек. Видно, что экспериментальные данные удовлетворительно описываются выражением (3.4) и подтверждают существенное влияние продольного магнитного поля установки с электронным пучком на процесс релаксации.

§ 2. Декременты охлаждения бетатронных колебаний

Первые результаты, поставившие под сомнение правильность расчетов времени релаксации протонов в электронном пучке без учета магнитного поля, были получены при измерении декрементов охлаждения поперечных колебаний [19].

После модернизации установки (улучшение поперечных магнитных полей и стабильности энергии) время охлаждения колебаний с малыми амплитудами оказалось существенно меньше теоретических предсказаний (τ_{\perp} стало $\ll 1$ сек). В экспериментах изучалось влияние относительных скоростей протонов и электронов на динамику охлаждения.

На рис.3.4 показано влияние напряжения на пластинках, возбуждающих ларморовское вращение электронов, на декремент поперечного охлаждения и скорость счета нейтральных атомов водорода. На энергии электронов 35 кэВ напряжение ± 1000 В возбуждает поперечную скорость вращения $v_{\perp 1} = 1,06 \cdot 10^8$ см/сек или, в углах $v_{\perp 1}/v_{\parallel} = 10^{-2}$. Тепловая поперечная скорость электронов составляет $v_{eT} \approx 2,7 \cdot 10^7$ см/сек. Видно, что декремент охлаждения зависит от поперечной скорости ларморовского вращения даже немного слабее, чем скорость рекомбинации, хотя без учета влияния магнитного поля должен был падать с ростом поперечной скорости электронов как $1/v_{\perp 1}^3$ ($\Delta v_p \ll v_{\perp 1}$).

Смещение максимума затухания на напряжение -900 В связано, по-видимому, с компенсацией поперечных скоростей электронов, воз-

буждающихся в электронной пушке из-за непараллельности магнитного и электрического полей ($\Delta\theta \approx 10^{-2}$). Для проверки этого предположения проводились измерения зависимости положения максимума от напряжения на аноде при постоянном электронном токе. При увеличении напряжения на аноде разность потенциалов и электрическое поле между катодом и анодом уменьшается, что должно вызывать уменьшение поперечных систематических углов, возбуждаемых в электронном потоке. На рис. 3,5 показана зависимость положения максимума декремента от анодного напряжения, подтверждающая высказанные предположения. В дальнейшем эксперименты проводились, как правило, с напряжением на пластинках, компенсирующим систематические углы в электронной пушке (в максимуме декремента).

В отличие от ларморовского вращения влияние отклонений продольных $\Delta v_{\parallel e}$ и поперечных $\Delta v_{\perp e}$ скоростей движения ларморовских кружков было существенно более сильным и проявлялось при $\Delta v_e \ll v_{et}$. На рис. 3,6 показано влияние поперечных углов электрического пучка на декремент охлаждения и на рис. 3,7—влияние амплитуды возбуждения бетатронных колебаний протонного пучка. Для исследования влияния разности продольных скоростей проводилась модуляция энергии электронного пучка на частоте 200 Гц, при которой не происходило "увлечение" энергии протонного пучка (рис. 3,8).

Видно, что при увеличении поперечных скоростей как электронных, так и протонных происходит уменьшение декремента вдвое при $\Delta v_{\perp} = 5 \cdot 10^6$ см/с, при модуляции электронной продольной скорости декремент падает вдвое уже при $\Delta v_{\parallel} > 10^6$ см/с. Это связано с вкладом "замагниченных" столкновений. Из выражения (I.22) видно, что поперечная сила от адиабатических столкновений при увеличении Δv_{\parallel} меняется быстрее, чем продольная. Сводные данные о зависимости декремента затухания от поперечных скоростей

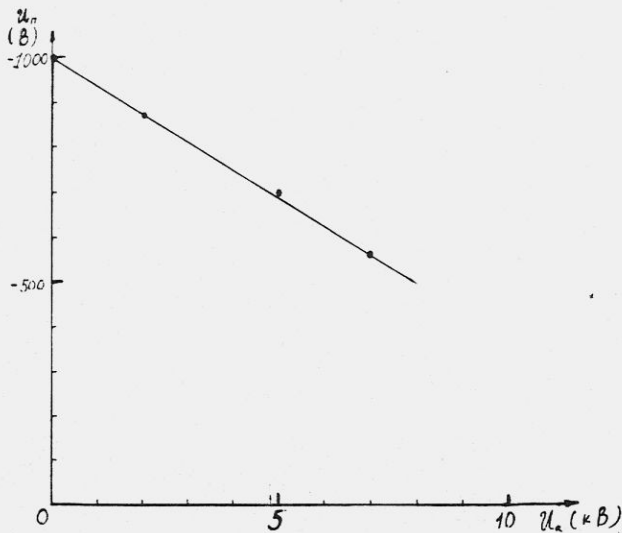


Рис.3.5. Зависимость напряжения на пластинах возбуждения ларморовского вращения, при котором наблюдается максимально быстрое охлаждение, от напряжения на аноде. Условия охлаждения те же, что и на рис.3.4

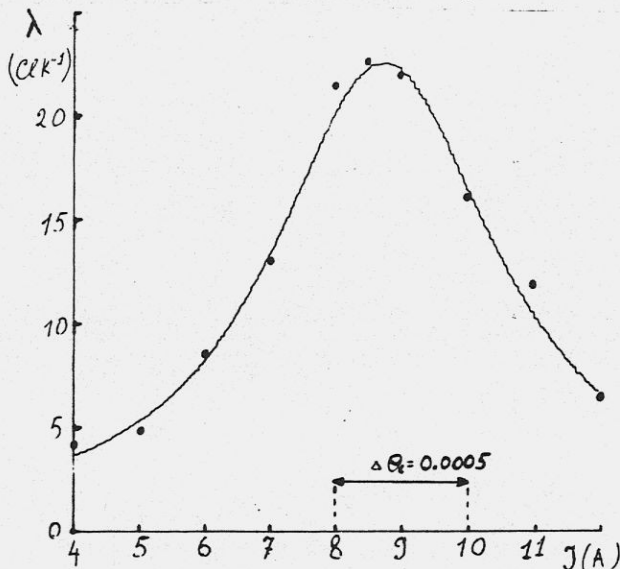


Рис.3.6. Зависимость декремента охлаждения от тока коррекции вертикального угла электронного пучка. Энергия протонного пучка 65 МэВ, электронный ток 0,5 А, $\Delta\theta_e$ - изменение вертикального угла электронного пучка

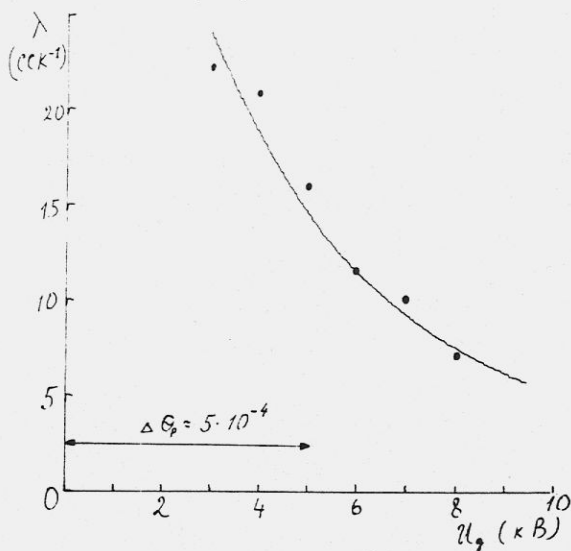


Рис.3.7. Зависимость декремента охлаждения от амплитуды напряжения на дефлекторе, возбуждающем бетатронные колебания протонного пучка. Энергия протонного пучка 65 МэВ, электронный ток 0,5 А. $\Delta \theta_p$ - угловое отклонение протонного пучка при прохождении дефлектора

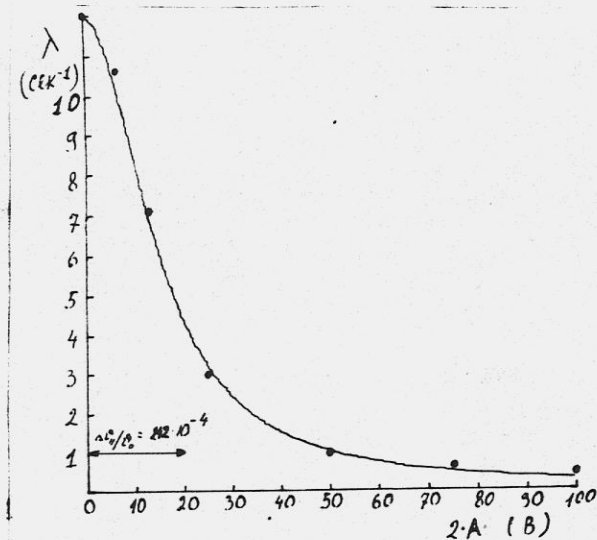


Рис.3.8. Зависимость декремента охлаждения от амплитуды модуляции энергии электронного пучка. Энергия протонного пучка 65 МэВ, электронный ток 0,3 А.

представлены на рис.3.9. Видно, что в широкой области параметров $\lambda \sim 1/\Delta v_{\perp}^2$. Таким образом, измерения декрементов охлаждения показывают, что присутствие продольного магнитного поля на участке охлаждения меняет картину затухания, усиливая охлаждение. Максимальное значение магнитного поля установки, "замораживающее" поперечное движение, было недостаточно для полной замагниченности, поэтому численное сравнение результатов эксперимента с такой моделью показывает несоответствие полученным ранее выражениям для силы. Как часто бывает, осуществляется трудно рассчитываемый промежуточный случай между полной замагниченностью и отсутствием замагниченности. В этих условиях кажется удобным представить данные экспериментов в виде эмпирических выражений для декрементов охлаждения и силы трения, записанных в сопутствующей системе:

$$\lambda = \frac{66v_0 v_e \langle n_e \rangle c^4}{((\alpha v_0)^2 + \Delta v_{\perp}^2 + 11\Delta v_{\parallel}^2)^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{v_{\perp}^2 + \Delta v_{\perp}^2 + \Delta v_{\parallel}^2}},$$

$$F_{\parallel} = \frac{37v_e^2 \langle n_e \rangle m c^4}{\sqrt{\left(\left(\frac{\alpha v_0}{2}\right)^2 + \Delta v_{\perp}^2 + \Delta v_{\parallel}^2\right) \left(v_{\perp}^2/2 + \Delta v_{\perp}^2 + \Delta v_{\parallel}^2\right)}},$$

где α - угловые возмущения ведущего магнитного поля. Кривые на рис.3.1+3.3 проводились в рамках этих формул и показывают хорошее соответствие экспериментальных данных, предложенным выражениям. Значение параметра $\alpha \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Область параметров, в которой эти выражения экспериментально обоснованы, имеют вид.

$$10^5 \text{ см/с} < \Delta v_{\perp} < 10^7 \text{ см/с},$$

$$4 \cdot 10^5 \text{ см/с} < \Delta v_{\parallel} < 2 \cdot 10^7 \text{ см/с},$$

$$4 \cdot 10^7 \text{ см/с} < v_{\perp} < 10^8 \text{ см/с},$$

$$10^7 \text{ I/см}^3 < n_e < 4,8 \cdot 10^8 \text{ I/см}^3,$$

$$500 \text{ Эрст} < H < 1500 \text{ Эрст},$$

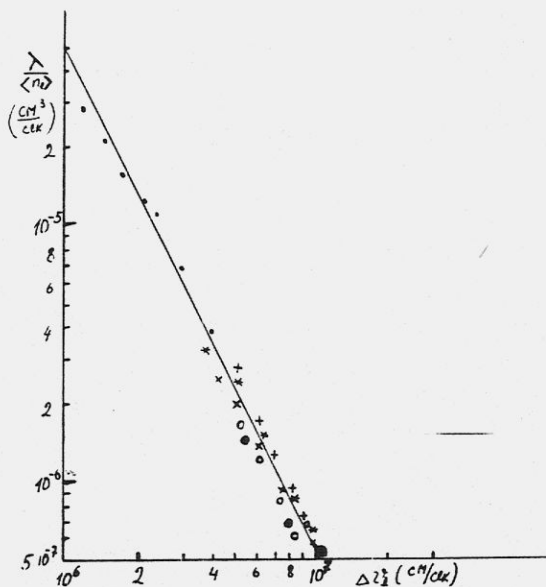


Рис.3.9. Сводные данные о зависимости поперечного декремента охлаждения, нормированного на среднюю по орбите плотность электронного пучка, от относительных поперечных скоростей между протонами и электронами. Данные получены при различных энергиях протонного пучка E и токах электронов \mathcal{I}_e . Относительные скорости создавались как отклонением электронного пучка Δv_e , так и возбуждением бетатронных колебаний протонного пучка Δv_p . Соответствие между знаками на рисунке и условиями экспериментов следующее: \cdot - $E = 1,4$ МэВ, $\mathcal{I}_e = 2$ мА, Δv_p ; $+$ - $E = 65$ МэВ, $\mathcal{I}_e = 0,5$ А, Δv_p ; \times - $E = 65$ МэВ, $\mathcal{I}_e = 0,3$ А, Δv_p ; \ominus - $E = 65$ МэВ, $\mathcal{I}_e = 0,3$ А, Δv_e ; \circ - $E = 65$ МэВ, $\mathcal{I}_e = 0,5$ А, Δv_e ; $*$ - $E = 35$ МэВ, $\mathcal{I}_e = 0,1$ А, Δv_p ; \bullet - данные, полученные в экспериментах на установке ICE в CERN [37].

В указанной области согласие этих выражений с результатами экспериментов на НАП-М не хуже 20%.

Эти выражения были предложены в 1978 году [24]; позднее дополнительные измерения, а также эксперименты, проведенные в ЦЕРН [37], подтвердили эти выражения. Конечно, экстраполяция этих выражений в более широкую область значений параметров (особенно значений магнитного поля) следует проводить с осторожностью. При больших значениях магнитного поля должен происходить переход к полной замагниченности движения электронов, и станут ближе к эксперименту выражения типа (I,22).

Г Л А В А I V

УСТАНОВИВШИЕСЯ ПОПЕРЕЧНЫЕ РАЗМЕРЫ ПУЧКОВ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Поперечный фазовый объем охлажденного пучка является важной характеристикой качества охлаждения. Установившийся фазовый объем зачастую определяет возможности использования охлажденного пучка в экспериментах по физике элементарных частиц. Минимальный фазовый объем пучка определяется балансом охлаждения и нагревом при взаимодействии с электронным пучком. Кроме этого, существуют другие источники расщепки поперечных импульсов пучка, вызывающие увеличение поперечных размеров охлажденного пучка: рассеяние на атомах остаточного газа, высокочастотные электромагнитные поля как в накопителе, так и связанные с электронным пучком. Для интенсивных накопленных пучков существенным фактором могут стать внутрипучковое рассеяние и стохастический нагрев на резонансах накопителя в условиях, когда сдвиг бетатронных частот на собственном пространственном заряде становится большим.

§ I. Минимальные поперечные размеры охлажденных пучков

В первых работах по электронному охлаждению [1,2] предполагалось, что охлаждение приводит к равенству поперечной температуры пучка частиц температуре электронного газа в сопутствующей системе. В этом случае поперечный угловой разброс частиц ($\Delta p_{\perp} / p$) на участке охлаждения определялся бы условием:

$$\left(\frac{\Delta p_{\perp}}{p}\right)^2 = \frac{m}{M} \left(\frac{\Delta p_e}{p_e}\right)^2. \quad (4.1)$$

Здесь Δp_e - разброс поперечных импульсов электронов, p_e - продольный импульс электронов пучка. Предполагая, что Δp_e определяется, в основном, температурой катода ($\Delta p_e^2 / (2m) = T_k$), можно получить значение углового разброса пучка для этой модели в виде:

$$\left(\frac{\Delta p_{\perp}}{\rho}\right)^2 = \frac{m}{M} \cdot \frac{T_k m}{\rho_e^2} \approx \begin{cases} \frac{m}{M} \frac{1}{2} \frac{T_k}{E_k}, & v \ll c, \\ \frac{m}{M} \frac{1}{\gamma^2} \frac{T_k}{mc^2}, & \gamma \gg 1, \end{cases} \quad (4.2)$$

где E_k - кинетическая энергия электронов.

В условиях охлаждения замагниченным электронным пучком охлаждение отрицательно заряженных частиц идет, как показано в главе I, до выравнивания температуры пучка и температуры движения ларморовских кружков. В идеальном случае температура ларморовских кружков может определяться только разбросом продольных скоростей электронов. При быстром ускорении электронов до рабочей энергии происходит уменьшение кинетической энергии ларморовских кружков (в сопутствующей системе) до очень малых значений (меньше $e^2 n_e^{1/3}$), и продольная температура определяется взаимным расталкиванием первоначально случайно расположенных электронов $T_{||} \approx e^2 n_e^{1/3}$. В этих условиях, используя (I.24), угловой разброс пучка отрицательно заряженных частиц, охлаждаемых электронами, можно записать в виде:

$$\left(\frac{\Delta p_{\perp}}{\rho}\right) \approx \frac{m}{M} \frac{2e^2 n_e^{1/3} m}{\rho_e^2}. \quad (4.3)$$

В случае положительно заряженных частиц и достаточно сильного магнитного поля ($1 \ll \sqrt{H^2/8n_e mc^2} \leq \frac{M}{m}$) угловой разброс равен (из I.28)

$$\left(\frac{\Delta p_{\perp}}{\rho}\right)^2 = \frac{m}{M} \frac{2e^2 n_e^{1/3} m}{\rho^2} \sqrt{\frac{H^2}{8n_e mc^2}}. \quad (4.4)$$

Так, при охлаждении на энергии 65 МэВ электронным током с плотностью $j_e = 0,4 \text{ А/см}^2$, температура катода $T_k = 0,2 \text{ эВ}$, магнитное поле $H = 1000 \text{ Эрст}$, значения минимальных угловых разбросов для обсуждаемых случаев должны быть равны:

$$(4.2) \quad \Delta\rho_1/\rho = 4 \cdot 10^{-5};$$

$$(4.3) \quad \Delta\rho_1/\rho = 1,2 \cdot 10^{-6};$$

$$(4.4) \quad \Delta\rho_1/\rho = 6 \cdot 10^{-6}.$$

§ 2. Эффекты, увеличивающие поперечные размеры охлажденного пучка

Тяжелые частицы, движущиеся в камере накопителя, взаимодействуют с остаточным газом, что приводит к следующим эффектам: увеличению поперечных размеров в результате рассеяния частиц, гибели частиц при рассеянии на угол больше допустимого апертурой накопителя и при ядерном взаимодействии с остаточным газом, увеличению энергетического разброса и радиального эмиттанса из-за флуктуаций ионизационных потерь.

Сечение рассеяния тяжелой частицы с импульсом p на ядре с зарядом Z , на угол $\theta \ll 1$ дается формулой Резерфорда:

$$d\sigma = \frac{8\pi Z^2 e^4}{(v\rho)^2} \frac{d\theta}{\theta^3}. \quad (4.5)$$

Этот процесс однократного рассеяния на угол больше апертурного θ_{max} при не слишком высокой энергии будет определять время жизни пучка в накопителе:

$$\tau = \frac{v\rho^2\theta_{max}^2}{4\pi Z^2 e^4 n_{at}}, \quad (4.6)$$

где n_{at} - плотность атомов газа.

При высокой энергии основным процессом становится гибель частиц, связанная с ядерным взаимодействием (σ_{tot}), и время жизни пучка можно записать в виде:

$$\tau = \frac{1}{n_{at} \sigma_{tot} v}. \quad (4.7)$$

В случае рассеяния частицы на угол $\theta \ll \theta_{max}$ происходит

ее охлаждение до равновесного значения, а скорость нагрева в результате многократного рассеяния на веществе можно записать в виде:

$$\frac{d(\Delta\rho_{x,z})^2}{\rho^2 dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_S}{v\rho} \right)^2 \frac{v}{x_0}, \quad (4.8)$$

где $E_S = (4\pi/\alpha)^{1/2} m_e c^2 \approx 21 \cdot 10^6$ эВ, x_0 - плотность остаточного газа, выраженная в радиационных длинах: $1/x_0 = 4\alpha \cdot 2(z+1) \cdot n_{от} z^2 / (en(183 \cdot z^{-1/3}))$, $\alpha = e^2/\hbar c$. В случае, если частота столкновений с атомами остаточного газа $f = n_{от} \sigma_{max} v$ велика по сравнению с декрементом охлаждения λ , установившийся угловой разброс определяется уравнением:

$$\left(\frac{\Delta\rho_{\perp}}{\rho} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{E_S}{v\rho} \right)^2 \frac{v}{x_0} \cdot \frac{1}{2\lambda}. \quad (4.9)$$

В противоположном случае $n_{от} \cdot \sigma_{max} \cdot v \ll \lambda$ процесс рассеяния становится чисто однократным, так как за время между столкновениями колебания успевают затухнуть к равновесному значению.

В этом случае распределение частиц по поперечным импульсам будет сильно отличаться от гауссовского распределения с шириной, определяемой (4.9). Найдем распределение рассеянных частиц по поперечным углам $f(\theta)$, предполагая для упрощения, что равновесное распределение можно записать в виде $\delta(\theta)$. В этом случае уравнение равновесия можно записать в виде

$$\frac{df(\theta)}{dt} = - \frac{df(\theta)}{d\theta} \lambda \theta + \frac{8\pi z^2 e^4 n_{от}}{v\rho^2} \frac{N}{\theta^3} = 0, \quad (4.10)$$

где N - число частиц в пучке.

Таким образом, распределение рассеянных частиц по углу имеет вид:

$$f(\theta)/N = \frac{8\pi z^2 e^4 n_{от}}{3v^2 \rho^2 \lambda} \frac{1}{\theta^3}, \quad \theta_{min} = \frac{e^2}{\rho v} \ll \theta \ll 1, \quad (4.11)$$

где θ_{min} - минимальный угол рассеяния, a - размер атома.

Доля частиц, рассеянных на угол больше θ , равна:

$$\int_{\theta}^{\infty} f(\theta)/N d\theta = \frac{4\pi z^2 e^4 n_{at}}{3v\rho^2 \lambda} \frac{1}{\theta^2}. \quad (4.12)$$

Так, для условий, характерных для НАП-М, считая, что среднее давление в камере накопителя $\rho = 10^{-10}$ Торр, $\lambda = 20 \text{ сек}^{-1}$, $z = 5$, $v = 10^{10}$ см/сек, получим, что доля отклоненных частиц на угол $\theta > 10^{-5}$ составляет около $7 \cdot 10^{-3}$. То есть, в таких условиях изменения вакуума не будут влиять на измеряемый поперечный размер пучка, так как доля рассеянных частиц мала.

Другим источником диффузии могут быть электромагнитные поля, воздействующие на пучок. Пульсации ведущего магнитного накопителя происходят медленно по сравнению с периодом бетатронных колебаний и не могут их раскачивать. Наиболее существенны могут быть электромагнитные шумы в резонаторе и на пластинах, управляющих пучком (инфлектор, дефлектор и др.). Так, если частица пролетает пластины длиной l и зазором d , и шумовое напряжение на них составляет $\sqrt{u_w^2}$, то скорость нагрева пучка будет составлять:

$$\frac{d(\Delta p_{\perp} / \rho)^2}{dt} = \frac{e^2 u_w^2 l^2}{2\pi R_0 d^2 v \rho^2}, \quad (4.13)$$

где R_0 - средний радиус накопителя.

Если шумовое напряжение на пластинках будет больше 0,15 В, то равновесные углы при $\lambda \approx 20 \text{ сек}^{-1}$ будут составлять уже $\sqrt{\theta^2} \approx 10^{-5}$. То есть, при выполнении экспериментов необходимо следить за отсутствием шумов на электродах внутри камеры накопителя.

При накоплении больших токов важным эффектом становится раскачка бетатронных колебаний ведущими магнитными полями накопителя из-за ослабления фокусировки и сдвига бетатронных частот

к опасным резонансам полем пространственного заряда пучка. Сдвиг частоты для пучка частиц длиной ℓ в продольном направлении должен быть меньше расстояния до ближайшего резонанса ($\Delta\nu_{max}$):

$$\Delta\nu = \frac{NR_0 e^2}{\beta \theta_{уст}^2 \ell v^2 \gamma^3 M} < \Delta\nu_{max},$$

где β - бета-функция накопителя. Поэтому предельный угловой размер пучка частиц составляет

$$\theta_{уст}^2 > \frac{\nu}{\Delta\nu_{max}} \cdot \frac{2\rho N}{(v/c)^2 \gamma^3 \ell}. \quad (4.14)$$

Взаимное рассеяние частиц пучка также накладывает некоторые ограничения на установившиеся размеры. Как показано в работе Дербенёва Я.С. [21], внутреннее рассеяние частиц пучка при энергии выше критической энергии накопителя приводит к саморазогреву пучка частиц, а при $\gamma < \gamma_{крит}$ может приводить к релаксации между разными степенями свободы, так что при большой интенсивности пучка температуры по всем степеням свободы частиц сравниваются.

Рассмотрим для простоты релаксацию в случае, когда поперечный разброс скоростей заметно больше продольного. Именно такая ситуация реализуется при охлаждении на установке НАП-М. В результате взаимного рассеяния частиц поперечный импульс Δp_{\perp} передается в продольный $\Delta p_{\parallel} \approx \gamma \Delta p_{\perp}$. В этом случае изменение угловой амплитуды колебаний с учетом возбуждения бетатронных колебаний из-за отклонения энергии $\Delta x = R_0 \psi \Delta p / p = R_0 / \gamma^2 (\Delta p_{\parallel} / p)$ можно записать в виде:

$$\Delta\theta^2 = -(\Delta p_{\perp} / p)^2 + \frac{\gamma^2}{\nu^4} \left(\frac{\Delta p_{\perp}}{p} \right)^2 = \left(\frac{\Delta p_{\perp}}{p} \right)^2 \left(\frac{\gamma^2}{\nu^4} - 1 \right), \quad (4.15)$$

$$(\Delta p_{\parallel} / p)^2 = \gamma^2 (\Delta p_{\perp} / p)^2.$$

Видно, что при энергии ниже критической $\gamma' < \nu^2$ происходит охлаждение поперечного разброса и нагрев продольного. Время релаксации и скорость диффузии можно получить из выражений, аналогичных (I.9), (I.II). После преобразования в лабораторную систему получим для оценок времени релаксации:

$$\tau_{\text{рел}}^{-1} = \frac{8\pi e^4 N L_C}{M^2 \gamma^5 \nu^2 \beta^2 e \theta^5}, \quad \frac{d(\Delta p_{\perp})^2}{dt} = \frac{4\pi e^4 N L_C}{\gamma^3 \nu e \theta^3 \beta^2}, \quad (4.16)$$

где ν - длина пучка, L_C - кулоновский логарифм, β - бета-функция накопителя.

§ 3. Экспериментальные результаты измерения установившихся поперечных размеров пучка

Измерения установившихся размеров протонного пучка производились на НАП-М в диапазоне энергий 1,5-65 МэВ. Для измерения использовались метод магнетиной струи, пересечение пучка тонкой кварцевой нитью и метод регистрации нейтральных атомов водорода. Измерения различными методами позволяли производить взаимный контроль точности измерения. На малой энергии 1,5 МэВ использовать метод регистрации атомов водорода не удалось, так как регистрация профиля проводилась пропорциональной камерой, имеющей входную стенку толщиной 0,1 мм из нержавеющей стали, через которую атомы с такой энергией не проходили. Для регистрации атомов водорода на этой энергии использовался полупроводниковый счетчик, помещенный внутрь вакуумной камеры накопителя.

На рис.4.1 показана зависимость квадрата вертикального углового разброса атомов водорода от квадрата отклонения вертикального угла электронного пучка от оптимального направления при энергии

65 МэВ, токе электронного пучка 0,3 А и токе протонного пучка 30 мкА. Связь между размером атомарного пучка и угловым разбросом частиц пучка определяется фокусирующими свойствами накопителя в месте охлаждения (β - функцией) и расстоянием до места регистрации атомов водорода ($l = 11,6$ м):

$$\sigma_{H^0}^2 = \langle \theta^2 \rangle (\beta^2 + e^2) \quad (4.17)$$

Как видно из рисунка, угловой разброс пучка составляет в оптimumе охлаждения $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 1,5 \cdot 10^{-5}$ и растет с увеличением угла, так что $d\theta_p^2/d\theta_e^2 = 6,2 \cdot 10^{-4}$, что близко к m/M . То есть поперечная температура протонного пучка при больших отстройках сравнивается с кинетической энергией движения ларморовских кружков $\Delta\theta_e^2 p_e^2 / 2m$. Этот результат кажется близким к модели охлаждения протонов электронным газом с эффективной температурой электронов, равной кинетической энергии движения ларморовских кружков $\Delta\theta_e^2 p_e^2 / 2m$. Однако в этой модели декремент охлаждения должен меняться как $\Delta\theta_e^{-3}$, а диффузия как $\Delta\theta_e^{-1}$. На рис.4.1 показана зависимость $2R \langle \Delta\rho_{\perp}^2 \rangle$ от ошибки угла электронного пучка $\Delta\theta_e$. Видно, что коэффициент диффузии, пропорциональный $2R\sigma_{H^0}^2$, не зависит от относительных скоростей движения ларморовских кружков и протонов. Влияние ларморовской скорости вращения электрона показано на рис.4.2. Видно, что установившийся размер не зависит от ларморовской скорости электрона, а диффузия уменьшается при увеличении v_{\perp} . Такая зависимость декрементов охлаждения и коэффициента диффузии от параметров электронного пучка связана с отсутствием полной замагниченности движения электрона при столкновении, как уже отмечалось в главе 3.

Изменение поперечных размеров протонного пучка при возрастании протонного тока до 50 мкА было незначительным, как показано на рис.4.3. Эффекты интенсивности гораздо сильнее сказывались при

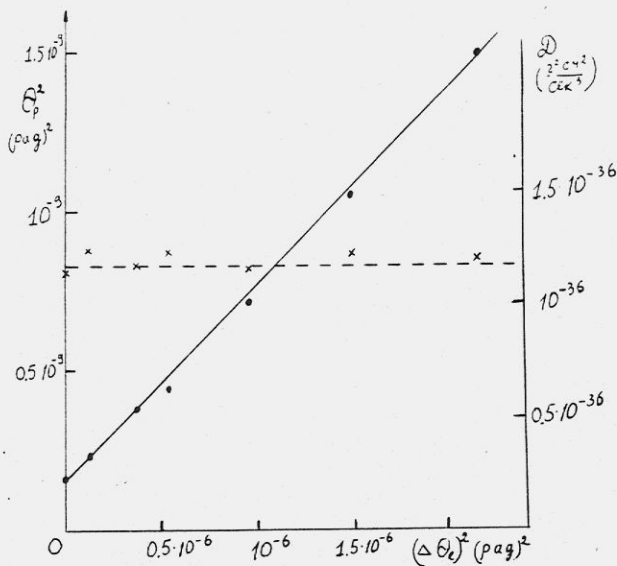


Рис. 4.1. Зависимость квадрата углового разброса протонного пучка δ_p^2 и коэффициента диффузии $D = 22(\Delta\rho_L)^2$ - x от квадрата отклонения угла электронного пучка. Энергия протонного пучка 65 МэВ, ток электронного пучка 0,3 А.

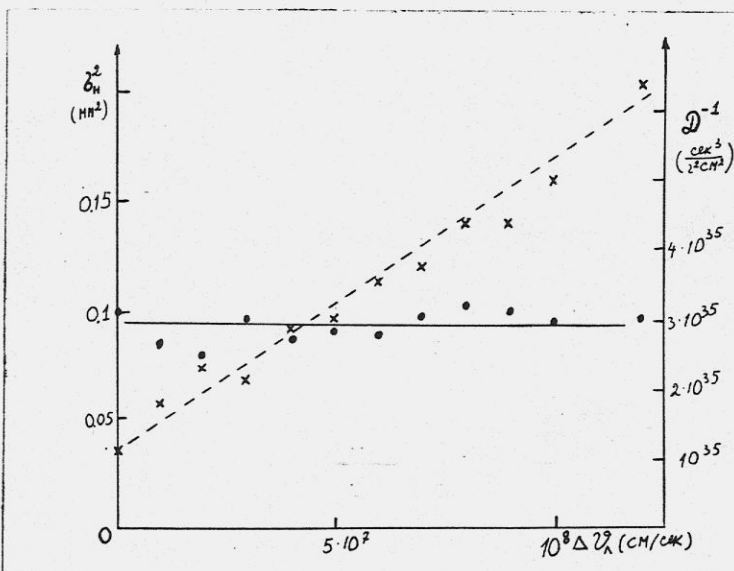


Рис. 4.2. Зависимость установившегося значения поперечного размера пучка атомов водорода δ_H^2 и коэффициента диффузии $D = 22(\Delta\rho_L)^2$ - x от скорости ларморовского вращения электронов. Энергия протонного пучка 65 МэВ, ток электронного пучка 0,3 А. δ_H - дисперсия вертикального распределения атомов водорода

малой энергии пучка, где сдвиг частот бетатронных колебаний при том же числе частиц больше (см. ввр. 4.14).

На рис. 4.4 показана зависимость поперечного размера протонного пучка от величины тока J_p на энергии 1,5 МэВ. Видно, что при возрастании тока поперечный размер растет, причем, при больших токах $a \propto \sqrt{I}$, так, что плотность тока и сдвиг частоты бетатронных колебаний мало меняются. Максимальный сдвиг частоты составлял $\Delta\nu \approx 0,16$.

Вакуумные условия слабо влияли на размеры протонного пучка и определяли, в основном, время жизни пучка. Подавление расширения протонного пучка электронным охлаждением приводило к возрастанию времени жизни пучка, так как оставался единственно существенный источник потерь - однократное рассеяние на угол больше допустимого апертурой накопителя.

На рис. 4.5 показана зависимость времени жизни протонного пучка от энергии электронов. В оптимуме время жизни достигает 32 сек, но при несовпадении средних скоростей протонов и электронов происходит ускорение или замедление протонного пучка и гибель на стенках камеры за счет радиального смещения. При большой разности скоростей эффект "увлечения" протонного пучка уменьшается, и время жизни протонов приближается к времени жизни без электронного пучка. Значение времени жизни позволяет оценить средний вакуум в установке. Предполагая, что газ состоит из азота, ($Z=7$) и максимальный угол отклонения частицы, с учетом искажения орбиты, составляет $\theta_{max} = 2 \cdot 10^{-3}$, получим средний вакуум (из выражения (4.6)) $\rho = 3 \cdot 10^{-10}$ Торр.

На энергии 65 МэВ время жизни пучка при охлаждении достигало 7000 сек. На рис. 4.6 показано изменение во времени протонного тока в режиме охлаждения и без охлаждения. Видно, что в режиме охлаждения потери пучка происходят за счет однократного рассеяния и вычисление по выражению (4.6) среднего вакуума для этих условий дает значение $\rho = 3,2 \cdot 10^{-10}$ Торр.

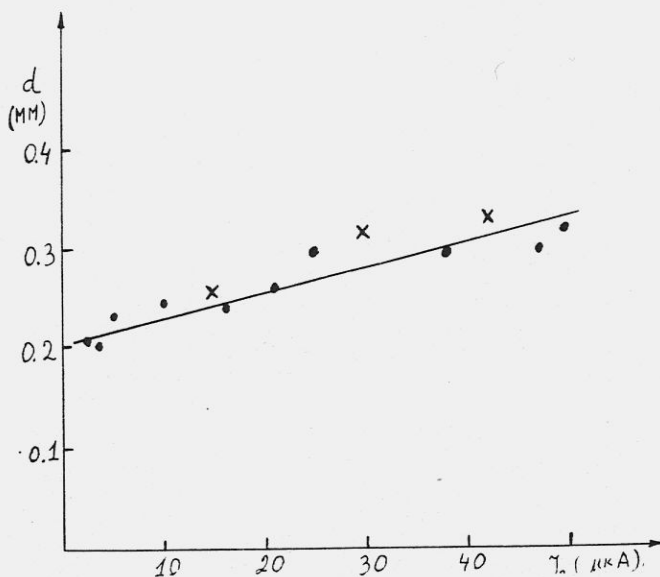


Рис.4.3. Влияние величины протонного тока на диаметр протонного пучка. Энергия протонного пучка 65 МэВ, ток электронного пучка 0,3 А. ● - измерения кварцевой нитью, X - измерения по размеру пучка атомов водорода.

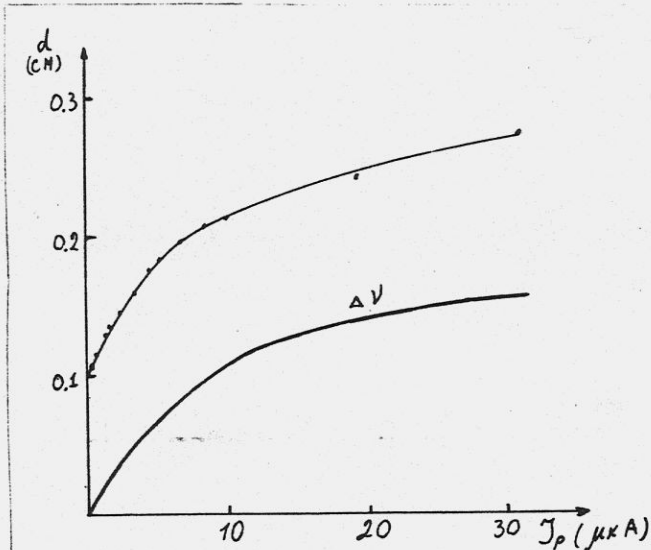


Рис.4.4. Зависимость диаметра протонного пучка от его тока при энергии 1,5 МэВ, ток электронного пучка 1 мА. Кривая $\Delta\nu$ соответствует сдвигу частоты бетатронных колебаний на собственном пространственном заряде пучка

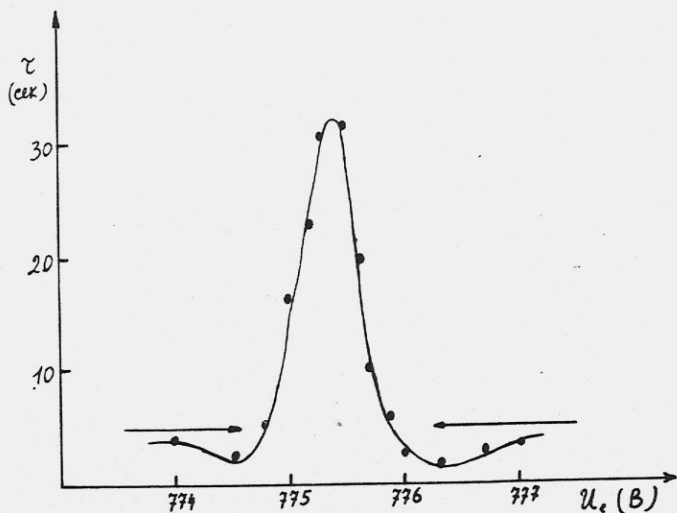


Рис.4.5. Зависимость времени жизни протонного пучка от энергии электронного пучка. Энергия протонного пучка 1,5 МэВ, электронный ток 1 мА. \rightarrow — обозначает значение времени жизни протонного пучка при выключенном электронном токе

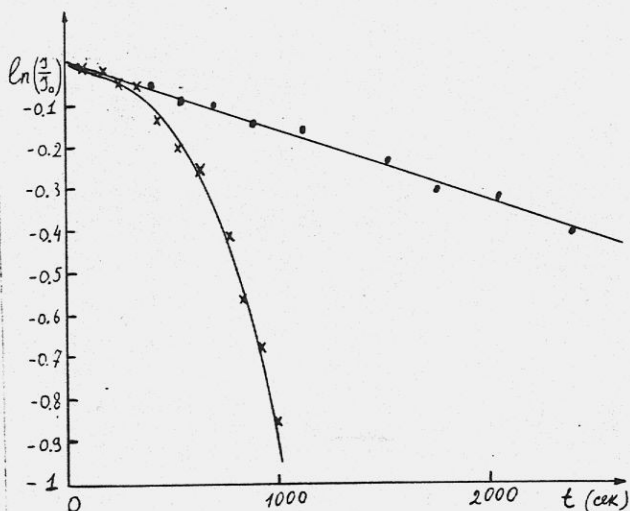


Рис.4.6. Зависимость протонного тока от времени в режиме электронного охлаждения — • и без охлаждения — x. Энергия протонов 65 МэВ, ток электронного пучка 0,1 А.

Г Л А В А У

УСТАНОВИВШИЙСЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАЗБОРС ПРИ
ЭЛЕКТРОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ

Уменьшение энергетического разброса в процессе электронного охлаждения связано с действием силы трения со стороны электронного потока. Установившиеся значения энергетического разброса определяются балансом охлаждения и нагрева, связанного с различными источниками диффузии: рассеяние на охлаждающих электронах, имеющим собственное тепловое движение; рассеяние на атомах остаточного газа; внутрипучковое рассеяние, существенное для интенсивных пучков; нагрев высокочастотными флуктуациями ускоряющего электрического поля и т.д. Как было показано выше, в пределе сильной замагниченности, когда можно пренебречь поперечными скоростями ларморовского движения, продольные скорости движения частиц охлаждаются до равенства продольной температуры частиц и электронов. При этом для достаточно высокой энергии продольная температура определяется взаимным расталкиванием электронов и составляет $\sim e^2 n_e^{1/3}$ (см.гл.6). В этих условиях минимальный энергетический разброс частиц будет равен:

$$\Delta p_{||} / p = \sqrt{\frac{2e^2}{m v_0^2} n_e^{1/3}}, \quad (5.1)$$

где n_e - плотность электронов в сопутствующей системе координат, v_0 - равновесная скорость движения частиц.

§ I. Влияние флуктуаций ионизационных потерь на установившийся энергетический разброс частиц

Вероятность в единицу времени частице пучка потерять энергию ΔE при столкновениях с электронами атомов остаточного газа равна:

$$\omega(\Delta E) dE = \frac{2\pi e^2 n_{at}}{m v_0} \frac{dE}{\Delta E^2} = \frac{\alpha_i dE}{\Delta E^2} \quad (5.2)$$

при $\Delta E_{min} < \Delta E < \Delta E_{max}$,

где ΔE_{min} - минимальная потеря энергии примерно равная средней энергии ионизации атомов, ΔE_{max} - максимальная передача энергии электрону

$$\Delta E_{max} = \frac{2mc^2(E^2/c^4 - M^2)}{2mE/c^2 + M^2 + m^2} \approx \begin{cases} 2m\upsilon_0^2 \gamma^2 & \gamma \ll M/m, \\ \approx E & \gamma \gg M/m, \end{cases} \quad (5.3)$$

Z - атомный номер вещества, n_{at} - плотность атомов вещества. Скорость нарастания импульсного разброса из-за флуктуаций энергетических потерь, как легко видеть из (5.2), равна:

$$\frac{d\langle \Delta p_{||}^2 \rangle}{dt} \cdot \frac{1}{p^2} = \frac{1}{\upsilon_0^4 E^2} \int_{\Delta E_{min}}^{\Delta E_{max}} \omega(\Delta E) \cdot \Delta E \cdot dE = \frac{\alpha_i \Delta E_{max}}{\upsilon_0^4 E^2} \approx \frac{2\alpha_i m}{\upsilon_0^2 M^2} \quad (5.4)$$

при $\gamma \ll M/m$

Если декремент продольного охлаждения равен $\mathcal{R}_{||}$, то установившийся разброс определяется как $(\Delta p_{||}/p) = \frac{d(\Delta p_{||}/p)}{dt} / 2\mathcal{R}_{||}$.

Рассмотрим более подробно распределение частиц по энергии.

В равновесии мощность ионизационных потерь, равная

$$\frac{d\langle \Delta E \rangle}{dt} = \int_{\Delta E_{min}}^{\Delta E_{max}} \omega(\Delta E) \Delta E dE = \alpha_i \ln(\Delta E_{max}/\Delta E_{min}), \quad (5.5)$$

компенсируется мощностью силы трения $F_{||} \cdot \upsilon_0$:

$$F_{||} \upsilon_0 = \alpha_i \ln(\Delta E_{max}/\Delta E_{min}). \quad (5.6)$$

Существует две точки по отклонениям энергии $\varepsilon = E - E_0$, в которых выполняется условие (5.6) [1]: при малых ε , когда сила трения растет с отклонением скорости, и при больших $\varepsilon = \varepsilon_{max}$, где сила трения падает как $1/\varepsilon^2$. При отклонении энергии $|\varepsilon| \gg \varepsilon_{max}$ мощности силы трения недостаточно для компенсации ионизационных потерь, и частица тормозится и гибнет на стенках камерн. В случае, если установившийся энергетический разброс много меньше максимально допустимого отклонения энергии по аперту-

ре ΔE_A , а максимальная потеря энергии $\Delta E_{max} \gg \Delta E_A$, время жизни пучка из-за однократных потерь энергии равно:

$$\tau^{-1} = \int_{\Delta E_A}^{\Delta E_{max}} \omega(\Delta E) dE = \frac{\alpha_i}{\Delta E_A} = \frac{2\pi z e^4 n_{at}}{m v_0 \Delta E_A}, \quad (5.6)$$

В равновесии поток частиц по отклонениям энергии $f(\epsilon) \cdot \frac{dE}{dt}$, связанный с действием силы трения, должен равняться потоку частиц из-за потерь энергии:

$$F_{||} v_0 f(\epsilon) = \alpha_i \int_{\epsilon + \Delta E_{min}}^{\Delta E_{max}} f(\epsilon') d\epsilon' / (\epsilon' - \epsilon). \quad (5.7)$$

Запишем мощность трения в виде:

$$F_{||} v_0 = - \frac{\mathcal{R}_{||} \cdot \epsilon_0^3}{(\epsilon_0^2 + \epsilon^2)^{3/2}} \epsilon, \quad (5.8)$$

где $\mathcal{R}_{||}$ - продольный декремент охлаждения, ϵ_0 - характерное отклонение энергии частиц, при котором $F_{||}$ близка к максимуму.

При $|\epsilon| \gg \epsilon_0$ происходит уменьшение силы трения $1/\epsilon^2$. Рассмотрим вначале область $|\epsilon| \ll \epsilon_0$, в которой сила трения пропорциональна ϵ и уравнение (5.7) можно записать в виде:

$$-\mathcal{R}_{||} \epsilon f(\epsilon) = \alpha_i \int_{\epsilon + \Delta E_{min}}^{\Delta E_{max}} f(\epsilon') d\epsilon' / (\epsilon' - \epsilon), \quad \epsilon < 0. \quad (5.9)$$

Получим значение $f(\epsilon)$ в первом приближении, считая, что $f_0(\epsilon) = \delta^2(\epsilon)$:

$$f(\epsilon) = \begin{cases} \frac{\alpha}{\mathcal{R}_{||}} \frac{A}{\epsilon^2} = \frac{\delta E_{min}}{\epsilon^2}, & \epsilon < 0, \\ 0, & \epsilon > 0, \end{cases} \quad (5.10)$$

где A определяется условием нормировки $\int f(\epsilon) d\epsilon = 1$, $A = \mathcal{R}_{||} / \alpha_i \delta E_{min}$.

Характерное значение энергии δE_{min} определяется равенством средних потерь энергии на ионизацию и средней мощности силы трения $\int F_{||} v_0 f(\epsilon) d\epsilon$:

$$\delta E_{min} = \frac{\alpha_i}{\lambda_{11}} \frac{e_n \frac{\Delta E_{max}}{\Delta E_{min}}}{e_n \frac{\Delta E_{max}}{\delta E_{min}}} \approx \frac{\alpha_i}{\lambda_{11}}, \quad (5.11)$$

Из распределения $f(\epsilon)$ (5.10) легко видеть, что дисперсия $\sqrt{\langle \epsilon^2 \rangle} = \sqrt{\delta E_{min} \cdot \Delta E_{max}}$ соответствует выражению для диффузии (5.4), однако, основная доля частиц сосредоточена в области разбросов $\sim \delta E_{min}$.

Функцию распределения при $|\epsilon| \gg \epsilon_0$ получим из (5.7) аналогичным образом:

$$f(\epsilon) = -\frac{\alpha_i}{\lambda_{11}} \frac{\epsilon}{\epsilon_0^3}. \quad (5.12)$$

Доля частиц, находящихся в этом линейно растущем хвосте функции распределения, равная $\frac{\alpha_i}{2\lambda_{11}} \frac{\Delta E_{max}^2}{\epsilon_0^3}$, должна быть мала, что и определяет условия применимости написанных выражений:

$$\frac{\alpha_i}{2\lambda_{11}} \frac{\Delta E_{max}^2}{\epsilon_0^3} \ll 1. \quad (5.13)$$

Фактически это условие есть условие охлаждения: время гибели частиц (5.6) $\tau = \Delta E_{max} / \alpha_i$ много больше времени охлаждения частиц с отклонением энергии, равным ΔE_{max} , $\tau_{охл} = \frac{1}{\lambda_{11}} \cdot \frac{\Delta E_{max}}{\epsilon_0^3}$. Запишем теперь при этом условии установившееся распределение по отклонениям энергии:

$$f(\epsilon) = \begin{cases} 0, & \epsilon > 0, \\ \frac{\alpha_i}{\lambda_{11}} \frac{1}{\epsilon^2}, & -\epsilon_0 < \epsilon < \frac{\alpha_i}{\lambda_{11}}, \\ \frac{\alpha_i}{\lambda_{11}} \frac{|\epsilon|}{\epsilon_0^3}, & -\Delta E_{max} < \epsilon < -\epsilon_0, \\ 0, & \epsilon < -\Delta E_{max}, \end{cases} \quad (5.14)$$

где ΔE_{max} определяется либо максимально возможной потерей энергии $2\gamma^2 m v_0^2$, либо ограничениями по апертуре накопителя. При наличии других источников диффузии флуктуации ионизацион-

ных потерь приводят к появлению "хвоста" функции распределения. Доля частиц, выходящих из распределения с характерным разбросом δE (при условии $\delta E \ll \epsilon_0$), равна:

$$\Delta N/N = \frac{\alpha_i}{2\mathcal{R}_{ii}} \delta E. \quad (5.15)$$

Дисперсия такого распределения может существенно измениться даже при $\Delta N/N \ll 1$:

$$\begin{aligned} \langle \Delta E^2 \rangle &= \delta E^2 + \frac{\alpha_i \Delta E_{max}}{2\mathcal{R}_{ii}} = \\ &= \delta E^2 + \frac{\Delta N}{N} \cdot \delta E \cdot \Delta E_{max}, \end{aligned} \quad (5.16)$$

так как $\Delta E_{max} \gg \delta E$. Поэтому при рассмотрении возможностей использования охлажденных пучков необходимо учитывать описанные особенности энергетического распределения.

§ 2. Флуктуации плотности пучка в накопителе

При движении пучка частиц в накопителе флуктуации продольной плотности пучка создают сигналы на пикап-электродах, позволяющие получить информацию о продольном разбросе импульсов в пучке. Каждая частица пучка, пролетая мимо пикапа-электрода, создает короткий всплеск напряжения, повторяющийся с периодом обращения данной частицы ($T = 2\pi/\omega(\rho_i)$). Если частицы пучка можно считать независимыми, то суммарный спектр мощности, наведенный на пикап-электрод, будет состоять из пиков, сосредоточенных вокруг гармоник частоты обращения ($n\omega_s$), с шириной, пропорциональной номеру гармоники и разбросу частот обращения ($n\Delta\omega$). Мощность сигнала на каждой гармонике (интеграл спектра мощности вокруг гармоники) не зависит от разброса частоты обращения и пропорционален току [27]. Это так называемый дробовой шум, несколько модифицированный периодичностью движения частиц в накопителе.

Такая модель хорошо описывает спектр шума малоинтенсивного пучка с большим разбросом по импульсам (см., например, [41]). В случае холодных и интенсивных пучков взаимодействие между частицами приводит к появлению существенной корреляции в продольном положении частиц, а значит, и изменению наводимых на пикап-электродах шумов. Если представить, что продольный разброс импульсов частиц отсутствует, то взаимное расталкивание (ниже критической энергии) приведет в условиях охлаждения к полному исчезновению шумов, так как частицы выстроятся на одинаковом расстоянии вдоль орбиты. Для интерпретации результатов измерения тепловых шумов пучка необходимо вычислить спектр флуктуаций тока пучка с учетом взаимного влияния частиц пучка.

Мощность шумов интенсивного пучка

Напряжение, наводимое в кольцевом пикап-электроде, пропорционально локальной плотности пучка:

$$\rho(\theta, t) = \sum_{k=1}^N \delta(\theta - \theta_k(t)), \quad (5.17)$$

где $\theta_k(t)$ - азимутальное положение частицы "к"; θ - азимут; N - число частиц в пучке; $\delta(\theta)$ - периодическая дельта-функция:

$$\delta(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{in\theta}}{2\pi}. \quad (5.18)$$

С учетом (5.18) представим плотность $\rho(\theta, t)$ суммой гармоник

$$\rho(\theta, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{in\theta}}{2\pi} \cdot A_n(t), \quad (5.19)$$

$$A_n(t) = \sum_{k=1}^N e^{-in\theta_k(t)}.$$

Если движение частиц не коррелировано, то легко видеть, что

$$\overline{A_n} = 0, \quad \overline{|A_n|^2} = N. \quad (5.20)$$

Для большого числа частиц, $N \gg 1$, можно также показать, что распределение вероятности обнаружения в пучке гармоника с амплитудой A_n есть

$$f_N(A_n) = (\pi N)^{-1/2} \exp(-|A_n|/2N). \quad (5.21)$$

С учетом взаимодействия частиц нужно умножить на распределение Больцмана, учитывающем потенциальную энергию флуктуаций:

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{\mathcal{H}_{int}}{T}\right) &= \exp\left(-\frac{e}{2T} \int dV \left(\rho \varphi - \frac{p}{c} \vec{v} \cdot \vec{A}\right)\right) = \\ &= \exp\left(-\frac{e}{2T\gamma^2} \int dV \rho \varphi\right) \end{aligned}$$

или, после выполнения интегрирования по объему пучка,

$$\exp\left(-\frac{e^2 L}{2\pi R_0^2 \gamma^2 \Delta p^2 \omega'_0} \sum |A_n|^2\right), \quad (5.22)$$

где $2\pi R_0$ - периметр накопителя;

$\omega'_0 = d\omega_0/dp$ - определяет массу синхротронного движения;

Δp - разброс по импульсам в пучке;

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор, $\beta = v_0/c$;

$L = \ln(a_0/a_p) + \frac{1}{2}$, a_0 - радиус камеры, a_p - радиус пучка.

При получении (5.22) было использовано, что $a_0 \gg a_p$.

Вводя импеданс камеры по отношению к пучку

$$Z = \frac{L}{\gamma^2 v_0}$$

и объединяя (5.22) и (5.21), получим вероятность обнаружения гармоника с амплитудой A_n в пучке конечной интенсивности

$$\begin{aligned} f(A_n) &= c \exp\left[-\frac{|A_n|^2}{2N} \left(1 + \frac{Ne^2 \omega_0 \omega'_0 Z}{\pi R_0 \sigma \omega^2}\right)\right] = \\ &= c \exp\left[-\frac{|A_n|^2}{2N} \left(1 + \frac{N}{N_{th}}\right)\right], \end{aligned} \quad (5.23)$$

где

$$N_{\text{тн}} = \frac{\pi R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_0 \omega_0' z},$$

а $\delta\omega = \omega' \Delta\rho = |\eta| \omega_0 \Delta\rho / \rho$ - разброс частот обращения в пучке,
 $\eta = \frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma_t^2}$, γ_t - отвечает критической энергии.

Дисперсия величины A_n , то есть мощность шумов, как видно из (5.23), определяется выражением

$$\overline{|A_n|^2} = \frac{N \cdot N_{\text{тн}}}{N + N_{\text{тн}}} = \begin{cases} N, & N \ll N_{\text{тн}}, \\ \frac{\pi R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_0 \omega_0' z}, & N \gg N_{\text{тн}}. \end{cases} \quad (5.24)$$

Видно, что при $N \ll N_{\text{тн}}$, мощность шумов на заданной гармонике пропорциональна числу частиц N и не зависит от разброса частот в пучке $\delta\omega$. В обратном предельном случае $N \gg N_{\text{тн}}$, мощность шума не зависит от числа частиц и пропорциональна температуре пучка ($\delta\omega^2 \sim \Delta\rho^2$). Выше критической энергии ($\omega_0' < 0$) мощность шумов растет при приближении N к $N_{\text{тн}}$, которое, как видно, совпадает с предельным числом частиц по продольной неустойчивости (эффект отрицательной массы [49]).

Рассмотренные асимптотики мощности шумов соответствует двум известным случаям шумов: дробовому шуму, пропорциональному току пучка ($N \ll N_{\text{тн}}$), и шуму сопротивления ($N \gg N_{\text{тн}}$), не зависящему от тока и пропорциональному температуре.

В качестве примера оценим подавление шумов для установки НАП-М ($R_0 = 750$ см, $\beta = 0,35$, $\gamma \approx 1$, $\eta = 0,1$, $\alpha_0 = 3,5$ см, $\alpha_p \sim 0,05$ см). При разбросе импульсов $\Delta\rho/\rho = 10^{-4}$, $\delta\omega = 138$ сек $^{-1}$ и токе 50 мкА ($N = 1,4 \cdot 10^8$), пороговое число частиц $N_{\text{тн}} = 6 \cdot 10^8$, а после охлаждения пучка до $\Delta\rho/\rho = 10^{-5}$, $\delta\omega = 13,8$, эта величина падает до $N_{\text{тн}} = 6 \cdot 10^6$, т.е. в неохлажденном пучке взаимодействием частиц можно пренебречь и $\overline{|A_n|^2} = 1,13 \cdot 10^8$; тогда как в охлажденном пучке взаимодействие частиц подавляет уровень шумов примерно в 20 раз ($\overline{|A_n|^2} = 5,7 \cdot 10^6$).

Спектральное распределение шумов холодного пучка

Рассмотренное выше подавление мощности шумов обязано появлению корреляций между частицами из-за коллективного взаимодействия. Этот эффект аналогичен появлению дебаевского экранирования в плотной плазме.

Спектр мощности шумов $|A_n|_\omega^2$ может быть вычислен по известным гармоникам $A_{n,\omega}$ [50]:

$$|A_n|_\omega^2 = \lim_{\Delta \rightarrow 0} 2\Delta (A_{n,\omega+i\Delta} \cdot A_n^*, \omega+i\Delta). \quad (5.25)$$

Для расчета $A_{n,\omega}$ воспользуемся уравнением:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \omega_0(\rho) \frac{\partial f}{\partial \theta} + eE_{||}(\theta, t) \frac{\partial f_0}{\partial \rho} = 0, \quad (5.26)$$

где $f(\rho, \theta, t)$ - функция распределения частиц с учетом флуктуаций, $f_0(\rho)$ - равновесная функция распределения

$$f(\rho, \theta, t) = f_0(\rho) + \sum_{n \neq 0} f_n(\rho, t) e^{in\theta} \quad (5.27)$$

$E_{||}$ - продольная компонента электрического поля, наведенного пучком:

$$E_{||} = - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{ie^2 n \omega_0 z}{2\pi R_0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d\rho f_n(\rho, t) + \sum_{k=1}^N e^{-in\theta_k(t)} \right\} \quad (5.28)$$

(для простоты будем считать импеданс Z независимым от частоты, что хорошо выполняется для гармоник $|n| \ll n_{max} = R_0/a_0$). Первое слагаемое в фигурных скобках (5.28) отвечает вкладу коллективного движения, возбуждаемого флуктуацией плотности.

Выполняя Фурье-преобразование (5.26) по азимуту θ и времени

$$[\omega - n\omega_0(\rho)] \cdot f_{n,\omega} = - \frac{e^2 n \omega_0 z}{2\pi R_0} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} d\rho f_{n,\omega}(\rho) + \sum_{k=1}^N (e^{-in\theta_k(t)})_\omega \right\} \frac{df_0}{d\rho}$$

для величины

$$I_{n,\omega} = \int_{-\infty}^{\infty} d\rho f_{n,\omega}(\rho)$$

найдем:

$$\left(1 + \frac{Ne^2 n \omega_0 z}{2\pi R_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\rho (\partial \bar{f}_0 / \partial \rho)}{\omega - n\omega_0(\rho)}\right) I_{n,\omega} = - \sum_{k=1}^N (e^{-in\theta_k(t)})_{\omega} \frac{Ne^2 n \omega_0 z}{2\pi R_0} \int \frac{d\rho}{\omega - n\omega_0(\rho)} \frac{\partial f_0}{\partial \rho}$$

или

$$I_{n,\omega} = \frac{1 - \epsilon(\omega)}{\epsilon(\omega)} \cdot \sum_{k=1}^N (e^{-in\theta_k(t)})_{\omega}, \quad (5.29)$$

где

$$\epsilon(\omega) = 1 + \frac{\Delta \Omega_n^2}{n\omega_0'} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho \frac{\partial \bar{f}_0 / \partial \rho}{(\omega - n\omega_0(\rho))} \quad (5.30)$$

аналог диэлектрической проницаемости плазмы; $\Delta \Omega_n$ - когерентный сдвиг частоты

$$\Delta \Omega_n^2 = \frac{Ne^2 n^2 \omega_0 \omega_0' z}{2\pi R_0}, \quad (5.30a)$$

а функция \bar{f}_0 нормирована на единицу

$$\int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}_0(\bar{\rho}) d\rho = 1.$$

Используя (5.29), запишем Фурье-компоненту плотности пучка в виде:

$$A_{n,\omega} = I_{n,\omega} + \sum_{k=1}^N (e^{-in\theta_k(t)})_{\omega} = \frac{1}{\epsilon(\omega)} \sum_{k=1}^N (e^{-in\theta_k(t)})_{\omega}. \quad (5.31)$$

Подставив $A_{n,\omega}$ из (5.31) и (5.25) и выполняя усреднение по ансамблю с учетом статистической независимости частиц в нулевом приближении ($\theta_k(t) = \omega_k(t + \theta_{k0})$), получим:

$$|A_{n,\omega}|^2 = \frac{N}{|\epsilon|^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho \delta(\omega - n\omega_0(\rho)) \bar{f}_0 = \frac{N}{|\epsilon(\omega)|^2} \frac{\bar{F}\left(\frac{\omega}{n\omega_0'}\right)}{n\omega_0'}. \quad (5.32)$$

Аналогичные спектральные функции встречаются при рассмотрении флуктуаций в плазме [50].

Рассмотрим поведение $|A_n|_\omega^2$ в зависимости от числа частиц в пучке N , считая распределение гауссовским.

Пусть сначала число частиц мало $N \ll N_{th}$. Тогда $\epsilon(\omega) \approx 1$

и

$$|A_n|_\omega^2 = \frac{N}{\sqrt{\pi} |n\delta\omega|} \exp\left(-\frac{\omega^2}{n^2\delta\omega^2}\right).$$

Видно, что ширина спектра вокруг гармонике $n\omega_0$ определяется разбросом частот $n\delta\omega$, а мощность шума

$$\int_{-\infty}^{\infty} |A_n|_\omega^2 d\omega = |A_n|^2 = N.$$

Если число частиц велико $N \gg N_{th}$, то

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\Omega_n^2}{\omega^2} + i \frac{2\sqrt{\pi}\Omega_n^2\omega}{|n\delta\omega|^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{n^2\delta\omega^2}\right).$$

Спектр $|A_n|_\omega^2$ состоит из двух пиков, отстоящих от $n\omega_0$ на $\pm\Omega_n$ (5.30) с шириной

$$\Delta\omega = \Omega_n \left(\frac{\Omega_n}{|n\delta\omega|}\right)^3 \exp\left(-\frac{\Omega_n^2}{n^2\delta\omega^2}\right).$$

При этом мощность шума

$$|A_n|^2 = \frac{N(n\delta\omega)^2}{2(\Omega_n)} = \frac{\pi R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_0 \omega_0' Z} \quad \text{при } N \gg N_{th}$$

совпадает с (5.24).

Появление в спектре шумов пиков, отстроенных от основной частоты, вызвано распространением флуктуаций вдоль пучка в виде медленно затухающих волн, движущихся со скоростью, зависящей от числа частиц $\Omega_n \cdot R_0 / n$. При малом же числе частиц ($N \ll N_{th}$) распространения флуктуаций не происходит и они затухают из-за теплового движения частиц.

Спектр мощности с учетом продольного затухания

Как показано в работе [51], при наличии у частиц пучка трения характер затухания гармоник плотности $\rho_n(t)$ существенным образом зависит от соотношения декремента затухания частиц λ и величины разброса по частотам обращения $\delta\omega$. В частности, если декремент λ велик ($\lambda \gg \delta\omega$), что, вообще говоря, может реализоваться в накопителях с электронным охлаждением, в уравнении (5.26) необходимо удержать столкновительный член:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \omega_0 \frac{\partial f}{\partial \theta} + eE_{||}(\theta, t) \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\lambda \rho f + \frac{d}{2} \frac{\partial f}{\partial \rho} \right), \quad (5.26a)$$

где d - определяет мощность диффузии.

Учет столкновений, приводящих к затуханию и диффузии, существенно меняет характер движения частиц. В этом случае частица движется свободно

$$\theta_k(t) = \omega_k t + \theta_{k0}$$

в течение времени меньшего $1/\lambda$ (среднего времени между столкновениями) За время между столкновениями частица проходит азимутальное расстояние $\Delta\theta_k \approx \Delta\omega_k/\lambda$. В среднем по столкновениям $\overline{\Delta\theta_k} = \overline{\Delta\omega}/\lambda = 0$, а

$$\overline{(\Delta\theta_k^2)_t} = \left(\frac{\delta\omega}{\lambda} \right)^2 \cdot \lambda \cdot t = \frac{\delta\omega^2}{\lambda} \cdot t$$

пропорционально числу столкновений за время t , то есть азимутальное движение частицы носит характер броуновского движения с коэффициентом диффузии

$$\frac{d \overline{\Delta\theta^2}}{dt} = \frac{\delta\omega^2}{\lambda}$$

а плотность $\rho(\theta, t)$ изменяется в соответствии с уравнением диффузии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\delta \omega^2}{2\lambda} \frac{\partial^2 \rho}{\partial \theta^2} \quad \lambda t \gg 1, \quad \lambda \gg \delta \omega.$$

Как видно из этого уравнения, при большом декременте флуктуации исчезают за большое время $\sim \lambda / \delta \omega^2 \gg \delta \omega^{-1}$, что приводит к существенному искажению спектра шумов пучка.

Спектр шумов $\overline{|A_n|_\omega^2}$ можно получить непосредственно из (5.26а) и (5.25), аналогично тому, как это было проделано в предыдущем разделе. Мы, однако, воспользуемся следующим приемом.

Заметим, что для состояний, близких к термодинамически равновесному, формулу (5.32) можно переписать в виде

$$\overline{|A_n|_\omega^2} = \frac{N}{2\pi} \left(\frac{n\delta\omega}{\Omega_n} \right)^2 \frac{\text{Im} \epsilon(\omega)}{\omega |\epsilon(\omega)|^2}, \quad (5.32a)$$

где $\text{Im} \epsilon(\omega)$ - мнимая часть диэлектрической проницаемости на действительной оси ω . Отсюда видно, что невозмущенное движение частиц входит в спектр шума только через диэлектрическую проницаемость $\epsilon(\omega)$. Поэтому подставив в (5.32а) $\epsilon(\omega)$, отвечающую (5.26а), получим спектр мощности шума для пучка с трением.

Такая функция $\epsilon(\omega)$ была, фактически, вычислена в работе [51], и может быть записана в виде

$$\epsilon(\omega) = 1 + i \frac{\Omega_n^2}{\lambda^2} \frac{e^q}{q} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-q)^m}{m!} \frac{q+m}{\omega/\lambda + i(q+m)}, \quad (5.33)$$

где $q = (n\delta\omega)^2 / 2\lambda^2$. Там же было показано, что при $q \gg 1$, формула (5.33) переходит в (5.30).

Формула (5.33) особенно удобна при вычислении спектра пучка с сильным трением $\lambda \gg |n\delta\omega|$ ($q \ll 1$). В этом случае

$$\epsilon \approx 1 - \Omega_n^2 / [(\omega + i\lambda) \cdot (\omega + i\lambda)], \quad (5.33a)$$

где $\Lambda = q\lambda$ - декремент затухания гармоник плотности в отсутствии коллективного взаимодействия.

При малом числе частиц $N \ll N_{t\beta}$, как видно из (5.32а), (5.33а) спектр мощности есть

$$\overline{|A_n|}_\omega^2 = \frac{N}{2\pi} \frac{\delta\omega^2 \lambda}{(\omega^2 + \lambda^2)(\omega^2 + \Lambda^2)}, \quad \overline{|A_n|}^2 = N,$$

Ширина спектра $\Delta\omega = \Lambda = (n\delta\omega)^2 / 2\lambda$ хотя и определяется разбросом частот обращения, но связана с ним квадратично. Такое сужение спектра шумов очевидно и связано с более медленным затуханием флуктуаций плотности в охлажденном пучке [51].

Если число частиц в пучке велико $N \gg N_{t\beta}$, то, как видно из (5.33а), спектр аналогичен спектру линейного осциллятора с частотой Ω_n и декрементом затухания $\lambda/2$.

Для численных расчетов спектров при произвольных q может быть полезно другое представление $\epsilon(\omega)$. Используя соотношение [52]:

$$\sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-x)^m}{m!(\alpha+m)} = \frac{e^{-x}}{\alpha} \Phi(1, 1+\alpha, x),$$

где $\Phi(\alpha, \gamma, x)$ - вырожденный гипергеометрический ряд, (5.33) можно переписать в виде:

$$\epsilon(\omega) = 1 + 2 \left(\frac{\Omega_n}{n\delta\omega} \right)^2 \cdot \left[1 + \frac{i\omega}{q\lambda - i\omega} \Phi(1, 1+q, \frac{i\omega}{\lambda}, q) \right]. \quad (5.34)$$

Как видно из (5.32а), спектр шумов вблизи n -й гармоники определяется четырьмя параметрами: N , Ω_n^2 , $\delta\omega$, λ . Так как Ω_n^2 пропорционально N , а коэффициент пропорциональности зависит только от параметров накопителя, для численного моделирования спектров шумов удобно ввести универсальную функцию

$$W(\Omega_n^2, \delta\omega, \lambda) = \delta\omega^2 \frac{\Im m \epsilon(\omega)}{\omega |\epsilon(\omega)|^2}, \quad (5.35)$$

а

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 2 \left(\frac{\Delta\Omega}{\delta\omega} \right)^2 \left[1 + \frac{i\omega}{q\lambda + i\omega} \left\{ 1 + \frac{q}{1 + q - \frac{i\omega}{\lambda}} + \frac{q^2}{\left(1 + q - \frac{i\omega}{\lambda}\right)\left(2 + q - \frac{i\omega}{\lambda}\right)} + \dots + \frac{q^m}{\left(1 + q - \frac{i\omega}{\lambda}\right)\dots\left(m + q - \frac{i\omega}{\lambda}\right)} \right\} \right].$$

Дополнительным преимуществом этого выражения является его независимость от номера гармоники n . При этом спектральная мощность шумов записывается в виде:

$$|A_n|_{\omega}^2 = \frac{R_0}{e^2 \omega_0 \omega_0' Z} W(n\Omega, n\delta\omega, \lambda) \quad (5.36)$$

На рис.5.1 показано изменение спектра (W) в зависимости от когерентного сдвига $\Delta\Omega$, то есть от числа частиц в пучке. Вычисления проводились для $\lambda = 1 \text{ сек}^{-1}$ и $\delta\omega = 10 \text{ сек}^{-1}$. Видно, что при $\Delta\Omega^2 < \delta\omega^2$ спектр близок к гауссовскому и возрастает как $\Delta\Omega^2$. Однако в области $\Delta\Omega^2 \gg \delta\omega^2$ форма спектра искажается и большая часть мощности шума сосредотачивается вблизи частоты $\pm\Delta\Omega$, и полная мощность шума постоянна и определяется температурой пучка. В этом случае ширина спектра определяется декрементом λ . На рис.5.2 показано влияние декремента затухания λ на форму спектра шумов при большом когерентном сдвиге $\Delta\Omega^2 = 1024 \gg \delta\omega^2 = 100$. Видно, что, если декремент $\lambda^2 > \Delta\Omega^2$, трение подавляет распространение волн в пучке, и спектр сосредотачивается вокруг гармоники $n\omega_0$, с шириной $\Delta\omega \approx \Delta\Omega^2 / 2\lambda$. При малом числе частиц ($\Delta\Omega^2 < \delta\omega^2$) с ростом λ происходит сужение спектра вокруг $n\omega_0$ (рис.5.3).

На рис.5.4 показано изменение спектра шумов при охлаждении пучка до различных значений температуры (число частиц и декремент затухания постоянны). Начальное значение разброса частот обращения существенно превышает $\Delta\Omega$ ($\Delta\Omega = 20 \text{ 1/сек}$). Видно, что при охлаждении пучка до разброса частот, существенно меньших $\Delta\Omega$,

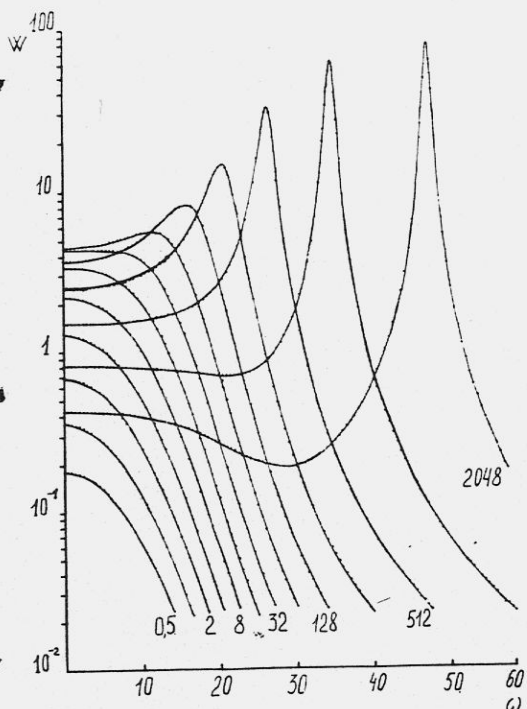


Рис.5.1. Зависимость формы спектра шумов от числа частиц в пучке. Цифры около кривых дадут значение квадрата когерентного сдвига $\Delta\Omega^2$ пропорциональное числу частиц. Частоты измеряются в рад/сек. Декремент затухания равен $\lambda_{//} = 1 \text{ сек}^{-1}$, разброс частот обращения частиц равен $\delta\omega = 10 \text{ рад/сек}$.

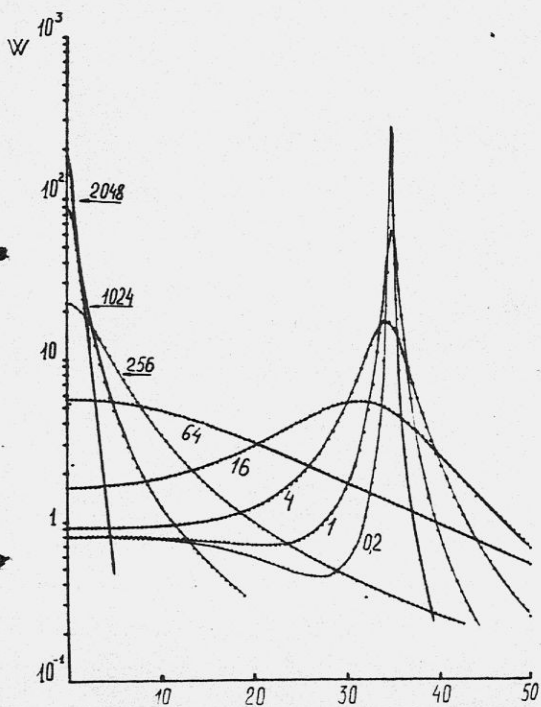


Рис.5.2. Влияние значения декремента затухания на форму спектра шумов при большом числе частиц в пучке $\Delta\Omega^2 \gg \delta\omega^2$. Цифрами около кривых показано значение декремента затухания $\lambda_{//}$ (сек^{-1}). Значения когерентного сдвига и разброса частот обращения равны соответственно: $\Delta\Omega^2 = 1024 (\text{рад/сек})^2$, $\delta\omega = 10 \text{ рад/сек}$.

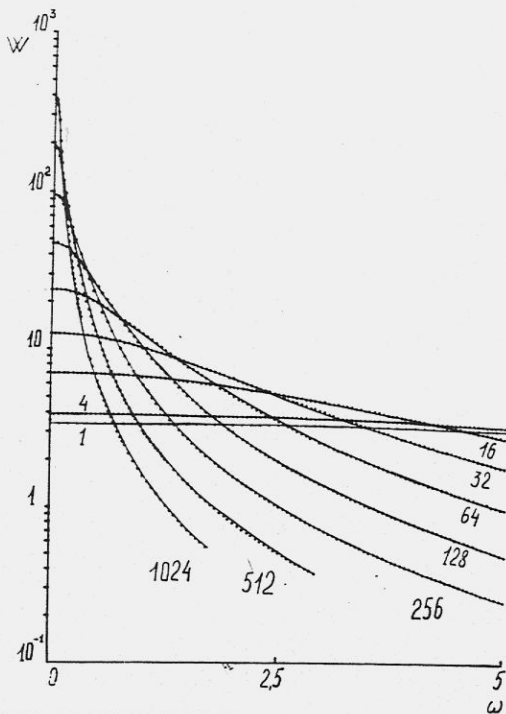


Рис.5.3. Влияние значения декремента затухания на форму спектра шумов при малом числе частиц в пучке $\Omega^2 \ll \delta\omega^2$. Цифрами около кривых показаны значения декрементов затухания. Значения когерентного сдвига и разброс частот обращения равны:

$$\Omega^2 = 16 \text{ (рад/сек)}^2,$$

$$\delta\omega = 10 \text{ рад/сек}$$

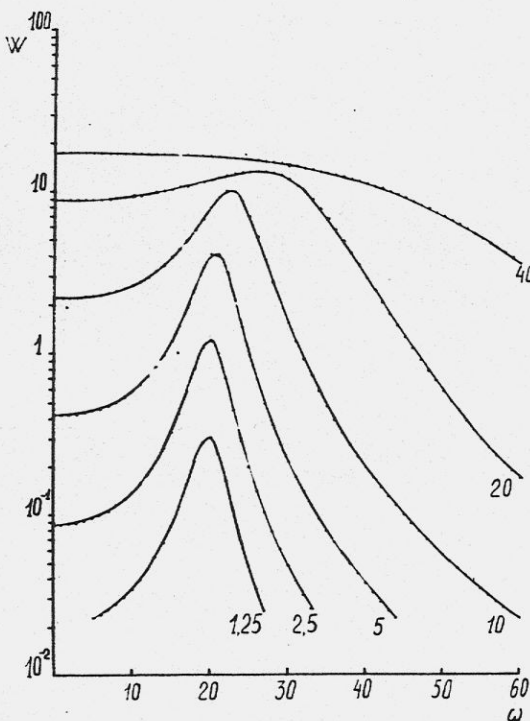


Рис.5.4. Зависимость формы спектра шумов от температуры пучка, определяемой разбросом частот обращения частиц. Цифры около кривых дают значения $\delta\omega$ (рад/сек). Значения когерентного сдвига и декремент затухания равны: $\Omega^2 = 400 \text{ (рад/сек)}^2$,

$$\lambda_{11} = 5 \text{ сек}^{-1}.$$

четко проявляется пик на частоте Ω , а полная мощность шумов уменьшается пропорционально $\delta\omega^2$. Полученные результаты позволяют по измерению спектра тепловых шумов вычислять параметры охлаждаемого пучка: разброс частот обращения, величину когерентного сдвига и декремент продольного охлаждения.

На НАП-М проводились также эксперименты по наблюдению динамики исчезновения флуктуации плотности после выбивания части первоначально однородного по орбите пучка. Для обработки таких измерений потребовалось численное моделирование этого процесса на ЭВМ, так как в этом случае флуктуация никак не может считаться малой и линейная теория требует уточнения. На рис.5.5 показана динамика исчезновения такой флуктуации в пучке, полученная в результате численного моделирования. Видно, что в холодном пучке начинают распространяться волны, "замыкающие" флуктуацию. Результаты вычислений времен уменьшения амплитуды первой гармоники в e раз (τ) можно записать в виде простого выражения:

$$\tau^{-2} = \left(\frac{0.55\Omega_1^2}{\sqrt{\Omega_1^2 + \lambda^2}} \right)^2 + \left(\frac{\delta\omega^2}{\sqrt{\delta\omega^2 + \lambda^2}} \right)^2 \quad (5.37)$$

Это выражение возникло в результате подгонки асимптотических выражений для ширины спектра, полученных выше, к результатам численного счета и совпадает с ними с точностью $\sim 10\%$. Коэффициент 0,55 отражает, по видимому, тот факт, что плотность пучка на границе между выбитой частью и основным пучком меняется от нуля до полной плотности, что вызывает уменьшение скорости распространения волн и удлиняет время разбунчировки.

§ 3. Измерения разброса импульсов частиц охлажденного пучка

В первых измерениях тепловых шумов охлажденного протонного пучка было обнаружено, что после охлаждения шум резко уменьшает-

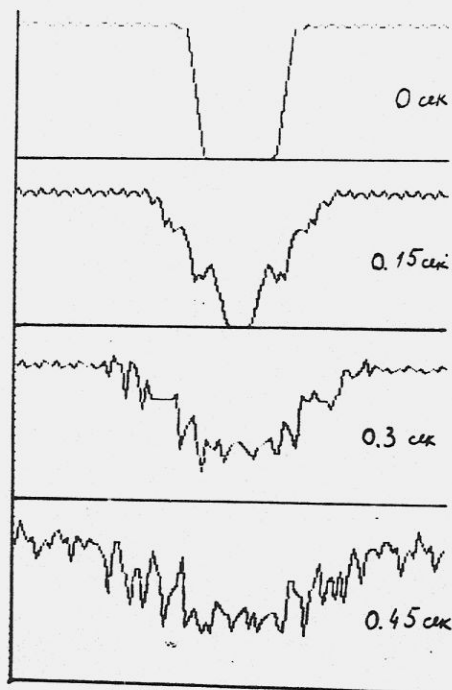


Рис.5.5. Изменение по времени продольного распределения плотности частиц после выбивания с орбиты части пучка. Результаты получены численным моделированием. Начальный разброс частот обращения $\delta\omega = 0$, значение когерентного сдвига $\Omega_7^2 = 12$ (рад/сек)², декремент затухания $\gamma_{||} = 3$ сек⁻¹.

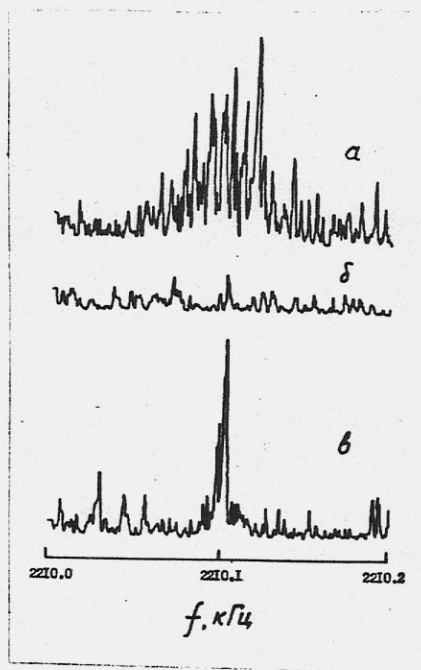


Рис.5.6. Форма спектра шумов протонного пучка на энергии $E = 65$ МэВ; а - неохлажденный пучок, б - пучок после охлаждения электронным током 0,3 А, в - охлажденный пучок при расщепке продольного движения шумовым напряжением на ускоряющем резонаторе.

ся, и его не удавалось обнаружить без принудительной раскачки флуктуаций пучка шумовым напряжением на ускоряющем резонаторе [19]. Результаты этих измерений показаны на рис.5.6. Усовершенствование измерительной аппаратуры позволило выделить тепловой шум охлажденного пучка. На рис.5.7 показаны спектры шумов неохлажденного пучка (ток протонов $\mathcal{I}_p = 30$ мкА) и охлажденного при $\mathcal{I}_p = 30$ мкА и 5 мкА, измеренные на восьмой гармонике частоты обращения. Для неохлажденного пучка полуширина спектра составляет $\Delta f_g \approx 200 \text{ сек}^{-1}$. Значение когерентного сдвига (5.30а) в этих условиях составляет $\Omega_g/2\pi \approx 60 \text{ с}^{-1}$, что позволяет считать взаимодействие частиц слабым. Поэтому ширина спектра определяется разбросом частот обращения ($n\delta\omega$), а полуширина распределения по импульсам составляет:

$$\Delta p/p = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\delta\omega_n}{n\omega_0} \approx 1,1 \cdot 10^{-4}.$$

После охлаждения спектр состоит из двух пиков с расстоянием между ними ~ 110 Гц, что неплохо соответствует удвоенному значению когерентного сдвига Ω_g/π . После уменьшения протонного тока до 5 мкА оба пика сближаются и плохо разрешаются аппаратурой. Результаты измерения зависимости расстояния по спектру между двумя пиками от протонного тока показаны на рис.5.8. Прямая проведена на этом рисунке в соответствии с выражением (5.30а) с параметрами: диаметр протонного пучка $2a_p = 0,2$ мм, диаметр камеры накопителя $2a_0 = 7$ см, скорость частиц $v_0 \approx 10^{10}$ см/сек, средний радиус накопителя 750 см, $\eta = \frac{\rho}{\omega} \frac{d\omega}{dp} = 0,1$. Видно, что результаты измерения расстояния между двумя пиками спектра находятся в хорошем согласии с результатами вычисления когерентного сдвига. Полная мощность тепловых шумов (интеграл вблизи гармоники $n\omega_0$) показана на рис.5.9. в зависимости от тока пучка. Связь между напряжением на пиках-электроде U_n и амплитудой резонансной гармоники плотности пучка A_n , в соответствии со схе-

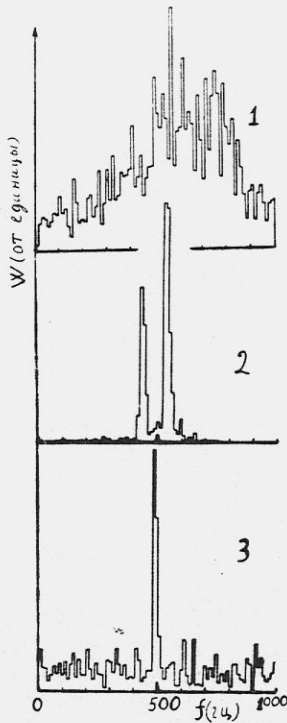
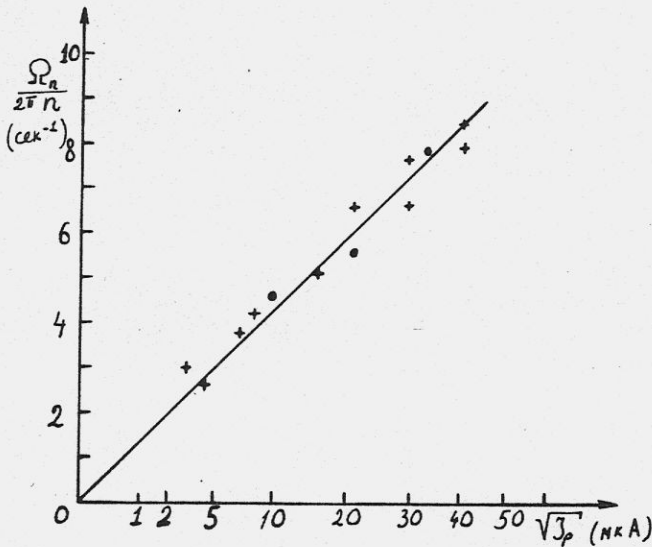


Рис.5.7. Спектры тепловых шумов пучка на восьмой гармонике частоты обращения $\Gamma 7,6$ МГц. Энергия протонного пучка $E=65$ МэВ, ток электронного пучка при охлаждении $0,3A$. 1 - протонный пучок с током $I_p = 30$ мкА до охлаждения; 2 - после охлаждения $I_p = 30$ мкА, 3 - охлажденный пучок с током $I_p = 5$ мкА.

Рис.5.8. Зависимость величины когерентного сдвига от значения протонного тока. $\frac{\Omega_n}{2\pi n}$ - значение когерентного сдвига, отнормированного на номер гармоники частоты обращения; $+$ - по измерениям на восьмой гармонике частоты обращения, \bullet - по измерениям на пятой гармонике.



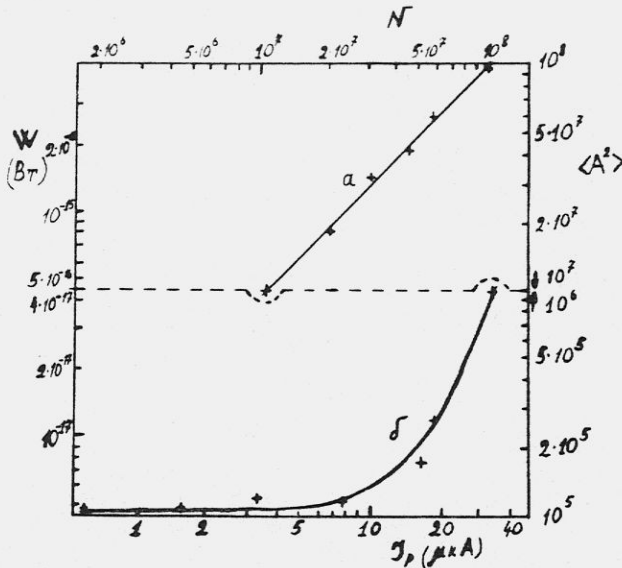


Рис.5.9. Зависимость мощности шума W от величины протонного тока J_p . Энергия протонного пучка $E = 65$ МэВ, электронный ток при охлаждении 0,3А. а. - неохлажденный пучок, б - охлажденный пучок

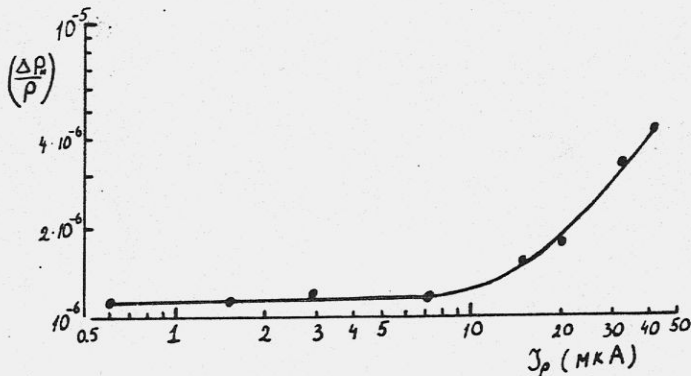


Рис.5.10. Зависимость разброса продольных импульсов охлажденного протонного пучка от величины протонного тока. Энергия протонного пучка $E = 65$ МэВ, ток электронов 0,3 А

мой на Рис.2.9, определяется соотношением:

$$\langle U_n^2 \rangle = 2 \left(e \frac{Q}{C_d} \frac{l_d}{2\pi R_0} \right)^2 \langle |A_n|^2 \rangle,$$

где Q - добротность входного контура, l_d , C_d - соответственно длина и емкость пикап-электрода, $2\pi R_0$ - периметр орбиты, e - заряд электрона. Это соотношение позволяет вычислить дисперсию амплитуд гармоник $\langle |A_n|^2 \rangle$ по измеренному значению $\langle U_n^2 \rangle$. На рис.5.9 видно, что полученные значения дисперсий для неохлажденного пучка хорошо соответствуют модели невзаимодействующих частиц (см.5.20) $\langle A_n^2 \rangle \approx N$. После охлаждения мощность шума пучка падает на 2 порядка и не зависит от тока пучка протонов в диапазоне 1-10 мкА. При $I_p > 10$ мкА начинается рост шума пучка. Из соотношения 5.24 видно, что в этих условиях ($N \gg N_{\frac{1}{2}h}$) значение мощности шума определяется продольной температурой пучка $\sim \delta\omega^2$:

$$\langle |A_n|^2 \rangle = \frac{\pi R_0 \delta\omega^2}{e^2 \omega_0 \omega_0' z}, \quad (5.38)$$

а отношение мощности шума холодного пучка к мощности шума неохлажденного пучка можно записать в простом виде

$$W_{0x}/W_0 = \left(\frac{n\delta\omega}{\Omega_n} \right)^2, \quad (5.39)$$

где Ω_n - значение когерентного сдвига (5.30а). Используя данные, приведенные на рис.5.8 и 5.9, легко построить зависимость разброса импульсов частиц от тока-рис.5.10 ($\Delta\rho/\rho = \delta\omega/\omega_0/\eta$). Видно, что при $I < 10$ мкА разброс импульсов в пучке составляет $\Delta\rho/\rho \approx 1, 1+1, 2 \cdot 10^{-6}$, что соответствует продольной температуре в сопутствующей системе координат, равной $\approx 1^\circ\text{К}$. Это значение хорошо соответствует "статистической" продольной температуре электронного пучка $e^2 n_e^{1/3} \approx 1^\circ\text{К}$. Таким образом, продольный разброс импульсов частиц охлаждается до равенства кинетической энер-

гии продольного движения (в сопутствующей системе) частиц продольной температуре электронного пучка в отсутствии других источников диффузии.

Если искусственно увеличить продольный разброс электронного пучка путем модуляции энергии, то температура пучка возрастет. На рис.5.II показано влияние модуляции энергии электронного пучка на тепловой шум протонного пучка. Эффективная продольная температура, вносимая модуляцией энергии электронов (ΔE_M), равна:

$$\Delta T_{эф} = \frac{m \langle \Delta v_e^2 \rangle}{2} = \frac{\Delta E_M^2}{2\gamma^2 m v_0^2} \rightarrow \frac{\Delta E_M^2}{4E_K} \quad \text{при } v_0 \ll c,$$

где v_0 и E_K скорость и кинетическая энергия электронов. При напряжении модуляции, равном 3,5В, эффективная температура $\Delta T_{эф} = 1^\circ\text{K}$ (для условий эксперимента $E_K = 35 \text{ кэВ}$) и при дальнейшем росте модуляции ($U_M > 3,5 \text{ В}$) происходит быстрый рост температуры протонного пучка (рис.5.II).

Форма спектра тепловых шумов, кроме значения продольной температуры, позволяет восстановить и значение декремента продольного охлаждения вблизи равновесия. Так, например, в случае $\Omega_n \gg \mathcal{L}$ ширина пиков спектра (5.7,2) соответствует декременту охлаждения $\Delta\omega \approx \mathcal{L}_{||}$ (см. ввр.5.32...). Из рисунка 5.7,2 видно, что значение декремента продольного охлаждения составляет $\mathcal{L}_{||} \approx 120 \pm 40 \text{ сек}^{-1}$. Однако такие измерения заметно затруднены пульсациями магнитного поля, вызывающими эффективное расширение спектра из-за пульсаций частоты обращения.

Измерения времени продольной расфазировки пучка после выбивания его части по азимуту позволяют получить более достоверные данные о продольном декременте, так как на этот процесс пульсаций магнитного поля влияют слабо. На рис.5.I2 показаны результаты таких измерений при охлаждающем электронном токе 0,1 и 0,3А.

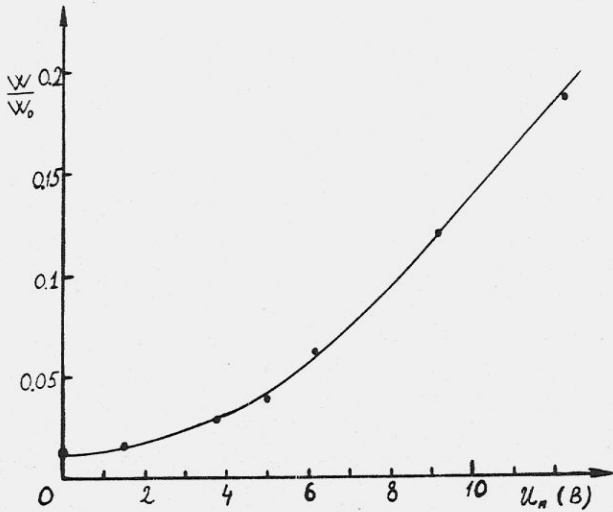


Рис.5.11. Зависимость отношения мощности шума охлажденного пучка W к мощности шума неохлажденного пучка W_0 от величины амплитуды модуляции энергии электронов. Энергия протонного пучка $E = 65$ МэВ, электронный ток $0,3$ А, протонный ток 40 мкА

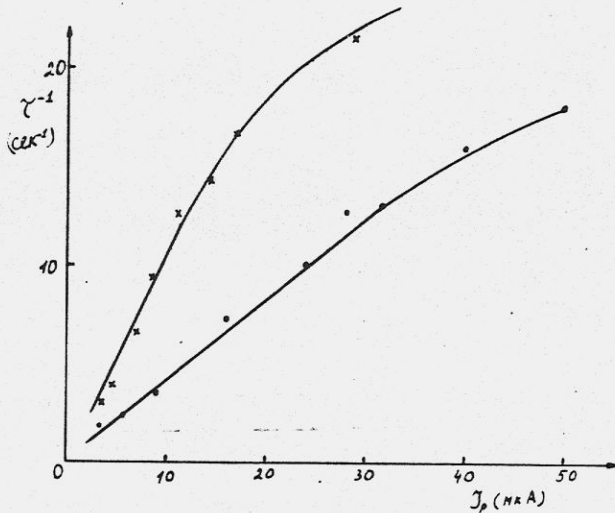


Рис.5.12. Зависимость времени уменьшения в e раз первой гармоники продольной плотности пучка после выбивания части пучка по азимуту $\Delta\theta_{\text{вс}}/2\pi = 0.1$. Энергия протонного пучка 65 МэВ, \times - электронный ток $0,1$ А, \circ - электронный ток $0,3$ А

в зависимости от протонного тока. Кривые на этом рисунке проведены в соответствии с выражением (5.37) при условии $\delta\omega \ll \Omega_z$, что позволяет записать время разбунчировки в простом виде, содержащем единственный подгоночный параметр $\mathcal{R}_{//}$:

$$\tau^{-1} = \frac{0,55 \Omega_z^2}{\sqrt{\Omega_z^2 + \mathcal{R}_{//}^2}}.$$

Подгонка по наименьшим квадратам дала продольные декременты

$\mathcal{R}_{//} = 100 \pm 10 \text{ сек}^{-1}$, ($\mathcal{I}_e = 0,3 \text{ A}$) и $\mathcal{R}_{//} = 30 \pm 5 \text{ сек}^{-1}$ ($\mathcal{I}_e = 0,1 \text{ A}$), что неплохо соответствует значению, полученному из измерений спектра.

§ 4. Продольная структура охлажденного пучка

Наблюдаемое в экспериментах подавление шумов охлаждаемого пучка связано с появлением корреляций между положениями частиц из-за их взаимодействия при низкой температуре. Интересно выяснить степень упорядоченности частиц. Как было показано выше, степень упорядоченности частиц можно характеризовать отношением дисперсий амплитуд гармоник продольной плотности охлажденного пучка к неохлажденному, где положение всех частиц независимо. Величина этого отношения определяется эффективностью взаимодействия частиц, выражаемую через когерентный сдвиг частоты, и равна:

$$\langle A_n^2 \rangle / \langle A_{n_0}^2 \rangle = \frac{(\delta\omega n)^2}{\Omega_n^2}. \quad (5.39a)$$

При взаимодействии протонного пучка со стенками камеры значение $\Omega_n \sim n$ (см. (5.30a)), поэтому подавление происходит одинаково сильно вплоть до $n \approx R_0/a_0$ (a_0 - апертура камеры). При больших значениях n происходит медленное уменьшение логарифма в выражении для импеданса $R_0/a_0 < n < R_0/a_p$ (a_p - поперечный размер пучка). Дальнейший рост $n \gg R_0/a_p$ соответствует возмущениям с длиной волны меньше поперечного размера пучка и в этой области когерентный сдвиг достигает своего максимального значения,

равного плазменной частоте продольных колебаний частиц в накопителе:

$$\Omega_{max}^2 = \frac{4\pi e^2 n_p}{\gamma^3 M}, \quad (5.40)$$

n_p - плотность частиц ($n_p = N/(\pi a^2 2\pi R_0)$).

Поэтому упорядоченность частиц в такой модели будет наблюдаться до номера гармоники, примерно, равного:

$$n_{max} = \Omega_{max} / \delta\omega. \quad (5.41)$$

Для условий экспериментов на НАП-М (при токе протонов $I_p = 10$ мкА, $a_p = 0,01$ см, $\Delta p/p \approx 1,2 \cdot 10^{-6}$, $E_p = 65$ МэВ) значение $n_{max} \approx 3 \cdot 10^6$. Это соответствует длине волны возмущения $2\pi R_0 / n_{max} \approx 1,7 \cdot 10^{-3}$ см, и число частиц, находящихся в этой области, $\Delta N = N/n_{max} \approx 10$.

Такая ситуация полностью аналогична ситуации в обычной плазме, в которой внутри области дебаевского экранирования находится много частиц. В этом случае соседние частицы никак не скоррелированы и при взаимном движении будут рассеиваться (эффект внутреннего рассеяния). В ситуации, наблюдающейся на НАП-М, где энергия поперечного движения частиц существенно выше энергии продольного движения, этот эффект будет приводить к нагреву продольного движения. Скорость нагрева продольного движения легко получить из выражения 4.16 и она равна для равномерно распределенного по периметру накопителя пучка:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta p_{||}}{\rho_0} \right)^2 \approx \frac{\gamma^2 v_p^2 N L_c c}{\gamma^3 \beta^3 R_0^3 (\Delta p_{\perp}/\rho)^3}, \quad (5.42)$$

где γ - частота бетатронных колебаний, $(\Delta p_{\perp}/\rho)$ - установившийся поперечный разброс импульсов, L_c - кулоновский логарифм внутренних столкновений.

В условиях эксперимента, результаты которого приведены на рис. 5.10, скорость такого нагрева должна составлять $\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta p_{||}}{\rho_0} \right)^2 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ сек}^{-1}$

(при $\mathcal{J}_p = 10$ мкА). Значит, установившийся разброс импульсов должен формально достигать значения

$$(\Delta p_{||} / p) \approx \sqrt{\frac{d}{dt} \left(\frac{\Delta p_{||}}{p_0} \right)^2 (2 \cdot \lambda_{||})} \approx 10^{-4}$$

при экспериментально известном значении продольного декремента $\lambda_{||} = 100 \text{ сек}^{-1}$. Такое большое расхождение между экспериментально измеренным разбросом импульсов $(\Delta p_{||} / p_0)_{\text{эк}} = 1,2 \cdot 10^{-6}$ и ожидаемым из эффекта внутреннего рассеяния пучка можно объяснить только сильным подавлением внутреннего рассеяния взаимной корреляцией частиц пучка протонов. Если частицы пучка расположены на одинаковом расстоянии друг от друга и при взаимном движении не сближаются на малые расстояния, то, естественно, передачи энергии из поперечного движения в продольное не будет происходить. Наблюдаемое исчезновение внутреннего рассеяния, указывающее на появление микро-порядка в расположении частиц, может происходить только в случае, если потенциальная энергия расталкивания частиц больше кинетической энергии теплового продольного движения. Максимальная потенциальная энергия взаимного расталкивания двух протонов, колеблющихся с бетатронной амплитудой $\alpha_x \approx \alpha_z \approx \alpha_p$, по порядку величины равна $2e^2 / \alpha_p$, что составляет в условиях описываемого эксперимента ($\alpha_p \approx 0,01 \text{ см}$) $\sim 2,9 \cdot 10^{-5}$ эВ. Кинетическая энергия продольного движения в сопутствующей системе $\frac{\Delta p_{||}^2}{2M_s}$ ($M_s = M/\eta$ - синхротронная масса) составляет $0,6 \cdot 10^{-5}$ эВ. Как видно, потенциальная энергия взаимного расталкивания больше кинетической энергии теплового движения, что обеспечивает упорядоченность при малом числе частиц. При большом числе частиц N , когда продольное расстояние между частицами $\Delta_{||} = 2\pi R_0 / N$ становится существенно меньше амплитуды поперечных колебаний, процесс взаимодействия протонов становится более сложным. Необходимо учитывать взаимодействие движущегося протона с большим числом осталь-

ных протонов, находящихся на расстояниях $\alpha_p \gg \Delta_{||}$. В этом случае появление корреляций между протонами связано с возбуждением волны при движении в пучке и быстрой передачей кинетической энергии в энергию волны. В экспериментах наблюдалось подавление внутреннего рассеяния до протонных токов $I_p \sim 10$ мкА, которое отвечает продольному расстоянию $\Delta_{||} \approx 1,76 \cdot 10^{-4}$ см, что почти на два порядка меньше α_p .

Наблюдавшиеся явления упорядоченности частиц в охлажденном протонном пучке представляют большой интерес с точки зрения физики частиц и требуют, конечно, дальнейшего как экспериментального, так и теоретического исследования.

Г Л А В А У I

ТЕМПЕРАТУРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЗАМАГНИЧЕННОМ
ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ

Как уже упоминалось выше, быстрое электронное охлаждение основано на малости продольной температуры электронного пучка, возникающей после электростатического ускорения электронов. Важным вопросом является возможность сохранения малой продольной температуры при движении электронов на достаточно длинном участке охлаждения. Взаимное рассеяние электронов может приводить к передаче энергии поперечного движения в продольное, однако, присутствие магнитного поля существенно подавляет этот процесс. В этой главе приводятся результаты теоретических оценок и экспериментальных измерений продольной температуры электронного пучка.

§ I. Оценки продольной температуры электронного пучка
после электростатического ускорения

После электростатического ускорения электронов с катода, имеющего температуру T_K , до кинетической энергии W из закона сохранения энергии легко получить продольную температуру электронов в виде:

$$T_{||} = \Delta p_{||}^2 / 2m = T_K^2 / (2\beta^2 \gamma^2 m c^2) \rightarrow T_K^2 / 4W \quad (6.1)$$

$v \ll c,$

где $\Delta p_{||}$ - разброс продольного импульса электронов в сопутствующей системе, m - масса электрона. Этот результат есть следствие теоремы Лиувилля (в пренебрежении связью с поперечными степенями свободы): сохранение продольного фазового объема пучка приводит к уменьшению разброса скоростей в результате растяжения пучка при электростатическом ускорении. В дальнейшем для упрощения выражений ограничимся нерелятивистским случаем, что позволяет выражение (6.1) записать в простом виде:

$$\Delta v \cdot v = const \rightarrow W \cdot T_{||} = const, \quad (6.2)$$

где Δv — разброс средней скорости движения электронов v .

При ускорении в продольном магнитном поле, когда электроны не расширяются в поперечном направлении, поперечный импульс сохраняется, а, значит, и поперечная температура электронов ($v \ll c$) равна, примерно, температуре катода $T_{\perp} \approx T_K$. Эффект такой "сплюснутости" функции распределения электронов очень сильный: так, при температуре катода $T_K = 1300^{\circ}\text{K} \approx 0,11$ эВ после ускорения до энергии 30 кэВ получаем:

$$T_{\perp} \approx 0,11 \text{ эВ}, \quad T_{\parallel} \approx 10^{-7} \text{ эВ} \approx 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{K}$$

Однако при таких малых продольных температурах уже нельзя пренебрегать взаимодействием между электронами, что накладывает ограничение на минимально возможную продольную температуру пучка после ускорения. На это обстоятельство впервые было обращено внимание в работах Дербенёва Я.С. и Скринского А.Н. [20, 21]. Если ускорение происходит быстро по сравнению с периодом плазменных колебаний, то относительное хаотическое расположение электронов сохраняется после ускорения от катода, и на участке дрейфа энергия взаимодействия электронов $e^2 n^{1/3}$ за несколько плазменных колебаний приведет к возрастанию продольной температуры до значения, примерно, равного:

$$T_{\parallel} \approx T_{\perp}^2 / 4W + e^2 n^{1/3}. \quad (6.3)$$

Одним из способов уменьшения вклада в продольную электронную температуру такой релаксации является медленное ускорение электронов (по сравнению с периодом плазменных колебаний). При ускорении в плоской электронной пушке в режиме пространственного заряда ($j \sim u^{3/2}$) число плазменных колебаний равно:

$$N_{\text{кол}} = \frac{1}{\pi} \int \omega_e dt = \frac{1}{4\pi\sqrt{2}} \ln \left(\frac{W}{T_K} \right). \quad (6.4)$$

Так, при ускорении до энергии 400 эВ ($T_K = 0,1$ эВ) совершает-

ся около половины плазменного колебания. Поэтому в этом режиме можно ускорить электроны до энергии, соответствующей условию

$T_{\kappa}^2/4W \approx e^2 n^{1/3}$, и в дальнейшем производить более медленное ускорение.

Скорость нагрева продольной степени свободы в результате взаимного рассеяния электронов, в случае слабого влияния магнитного поля на процесс столкновений, можно записать в виде, следующем из выражения (2.9):

$$\frac{dT_{\parallel}}{dz} = (\pi e^3 j L / W) \cdot (m / T_{\perp})^{1/2}, \quad (6.5)$$

где $z = \int v dt$ - продольная координата, j - плотность тока, L - кулоновский логарифм. Уравнение для продольной температуры пучка в этом случае имеет вид (с учетом охлаждения при ускорении):

$$\frac{d(T_{\parallel} \cdot W)}{dz} = (\pi e^3 j L) (m / T_{\perp})^{1/2}. \quad (6.6)$$

Решение этого уравнения можно записать в виде:

$$T_{\parallel}(z) = T_{\kappa}^2 / 4W + \pi e^3 j L \left(\frac{m}{T_{\perp}} \right)^{1/2} \frac{z}{W(z)}. \quad (6.7)$$

Так, при $j = 0,5 \text{ А/см}^2$, $W = 400 \text{ эВ}$, полная термализация ($T_{\parallel} \rightarrow T_{\perp}$) может происходить на длине $z = 3 \text{ м}$, а на длине

$z = 0,5 \text{ см}$, соответствующей длине ускорения в электронной пучке, нагрев за счет столкновений превышает $T_{\kappa}^2/4W$ в 10 раз. Продольное магнитное поле может существенно подавлять этот нагрев при условии, что взаимодействие электронов происходит на расстоянии большем радиуса ларморовского вращения ρ_{\perp}

$$\rho_{\perp} \ll z_{\min} \quad \rho_{\perp} = (2T_{\perp} m c^2)^{1/2} / eM. \quad (6.8)$$

Минимальное расстояние между электронами определяется либо продольной температурой $z_{\min} = e^2 / T_{\parallel}$, либо характерным расстоя-

нием между электронами пучка $n_e^{1/3}$:

$$\zeta_{min} = \min(e^2/T_{||}, n_e^{-1/3}). \quad (6.9)$$

В случае $\rho_1 \ll \zeta_{min}$ столкновения электронов происходят адиабатически медленно по сравнению с периодом ларморовского вращения ($\Delta v_{\perp} \gg \Delta v_{||}$), и передачи энергии поперечного движения в продольное не происходит. Наиболее трудно выполнимо условие (6.8) вблизи катода электронной пушки, где велика плотность электронов из-за малой скорости движения частиц.

§ 2. Постановка экспериментов по измерению энергетического разброса электронного пучка

Эксперименты проводились на установке для электронного охлаждения при помощи измерения энергетического разброса электронного пучка методом задерживающего потенциала. Для этого метода необходимо из электронного пучка вырезать при помощи диафрагм малую долю тока так, чтобы провисание потенциала в оставшейся пучке не искажало результаты измерений. В этом случае основная часть пучка попадает на диафрагму и нагревает ее. Поэтому эксперименты производились на малой энергии электронного пучка, что уменьшало этот нагрев. Кроме того, диаметр электронного пучка желательнее в этом случае тоже иметь небольшой, что позволяет при малом полном токе иметь достаточно большую плотность пучка. Для этих целей была изготовлена трехэлектродная электронная пушка с оксидным катодом диаметром 2 мм. Отрицательное напряжение, подаваемое на катод U_K , определяло энергию пучка на участке движения электронов длиной 3 м от пушки до анализатора энергии. Управление электронным током осуществлялось при помощи напряжения, подаваемого на первый анод ($U_A \rightarrow U_K \div +3$ кВ). Напряженность продольного магнитного поля на участке дрейфа достигала 1,4 кГс, а в области электронной пушки помещался допол-

нительный короткий соленоид, с помощью которого можно было увеличивать магнитное поле дополнительно на $0 \div 3,1$ кГс (рис.6.1).

На входе в анализатор (рис.6.2) пучок попадал на вырезанную диафрагму(3), имевшую центральное отверстие диаметром $0,1$ мм. Диафрагма имела положительный потенциал порядка 30 В, что позволяло, во-первых, значительно подавлять вторичную электронную эмиссию с нее и, во-вторых, запирает ионы остаточного газа в пучке (см. ниже). Положение пучка на входе в анализатор контролировалось по току с двух пар параллельных проволочек(2) диаметром $0,3$ мм. Это устройство имело небольшой конструктивный дефект: при попадании пучка на проволочки они нагревались и деформировались, частично перекрывая входное отверстие. Этот дефект был замечен при токах пучка более 1 мА, им объясняется разброс в измерениях при сканировании пучком по коллектору (см.рис.6.3). Однако на результаты измерений продольной температуры, проводившихся в стационарных условиях, он не влиял, скорее улучшал ситуацию по пространственному заряду в вырезанном пучке (обычно ток в коллектор не превышал 3 мкА). Вырезанный пучок тормозился в продольном электрическом поле анализирующей диафрагмы(5) и поступал в коллектор(6), присоединенный к нулевому потенциалу ("земля") через резистор $R_{колл} = 10$ кОм \div 10 МОм, падение напряжения на котором позволяло измерять ток пучка. Потенциал диафрагмы(5) можно было изменять в заданных пределах в диапазоне от -30 до $+30$ В относительно потенциала катода, что и позволяло анализировать вырезанный пучок по энергии. Перестройка потенциала диафрагмы осуществлялась по командам ЭВМ через цифроаналоговый преобразователь (ЦАП), "подвешенный" на потенциал катода. Измеренная зависимость тока коллектора $I_{колл}(U)$ от потенциала анализирующей диафрагмы U обрабатывалась ЭВМ, которая по измеренному интегральному спектру вычисляла дифференциальный спектр $dI_{колл}/dU$, его ширину δU и

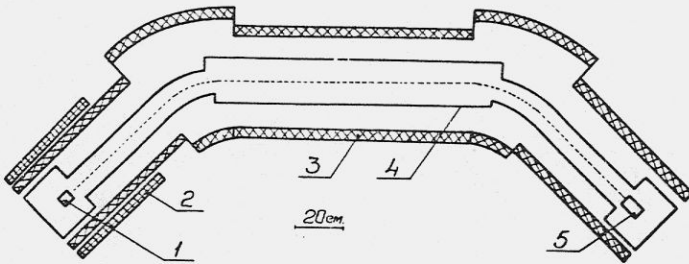


Рис.6.1. Схема экспериментальной установки при измерениях энергетического разброса электронного пучка: 1 - электронная пушка, 2 - дополнительный соленоид, изменяющий магнитное поле в области электронной пушки, 3 - основной соленоид, 4 - вакуумная камера, 5 - анализатор энергии электронного пучка

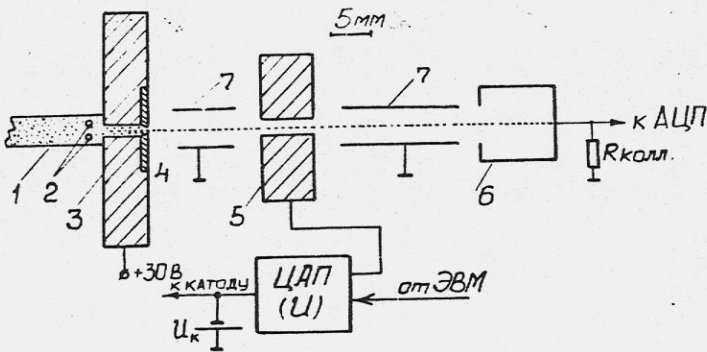


Рис.6.2. Схема анализатора энергии пучка: 1 - электронный пучок, 2 - датчик положения пучка, 3 - вырезающая диафрагма, 4 - анализируемая часть электронного пучка, 5 - анализирующая диафрагма, 6 - коллектор для измерения проходящего электронного пучка, 7 - экранирующие пластины, ЦАП - цифро-аналоговый преобразователь, меняющий напряжение между катодом и анализирующей диафрагмой

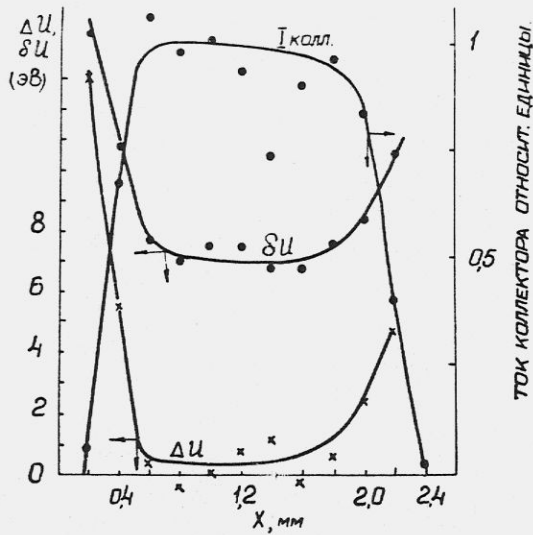


Рис.6.3. Результаты сканирования пучком по входному отверстию анализатора. Зависимость тока коллектора $I_{\text{колл}}$, ширины дифференциального спектра ΔU и положения его центра тяжести ΔU от поперечного положения пучка x

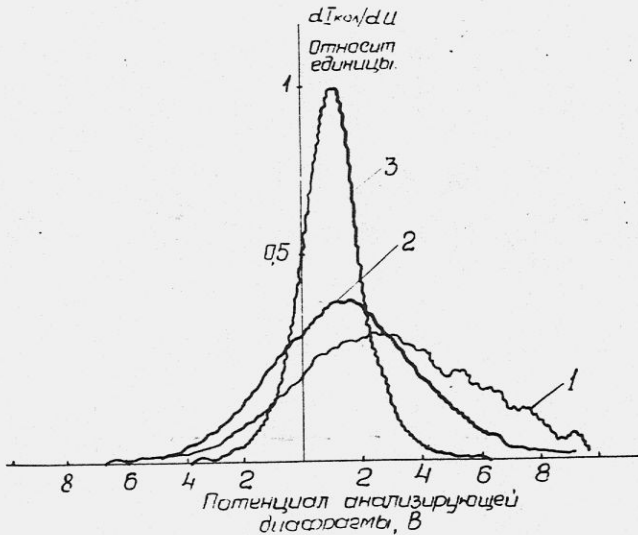


Рис.6.4. Зависимость $dI_{\text{колл}}/dU$ от потенциала анализирующей диафрагмы для магнитного поля на участке дрейфа 1 кГс и различных значений магнитного поля в области электронной пушки: 1 - 0,6 кГс, 2 - 1 кГс, 3 - 3,4 кГс, ток электронного пучка 2,4 мА, энергия электронов 400 эВ.

значение напряжения анализирующей диафрагмы ΔU на уровне половинной интенсивности вырезанного пучка (положение центра тяжести спектра).

Систематические погрешности, которые появляются в таком методе анализа продольной температуры пучка связаны, в основном, с провисанием потенциала внутри анализирующей диафрагмы и сдвигом энергии электронов в анализируемом (вырезанном) пучке из-за поля пространственного заряда. Обе погрешности в описываемых экспериментах были пренебрежимо малы. Кроме того, в пучке может существовать разброс продольных скоростей, связанный с "оптическими" возмущениями в пучке (влияние анодных отверстий) и не имеющий отношения к изучаемому эффекту. Этот разброс носит "апертурный" характер (растет по мере удаления от оси системы) и может быть значительным для диодных или триодных пучков без сопровождающего магнитного поля. В пучках, погруженных в сильное магнитное поле, такой разброс существенно подавлен. Для полного исключения погрешности, связанной с таким разбросом, в каждой серии измерений проводилось контрольное сканирование пучком по входному отверстию анализатора (рис.6.3) и для измерений температуры выбиралась "невозмущенная" область вблизи оси пучка. Сканирование осуществлялось введением на участке дрейфа поперечного магнитного поля.

Типичные кривые зависимости $dI_{\text{колл}}/du$ показаны на рис.6.4. Своеобразной демонстрацией чувствительности описанного метода анализа продольной температуры является рис.6.5, где приведены два дифференциальных спектра, полученных для пучка с одним и тем же током $I = 90$ мкА, но сформированного пучковой, которая работает в одном случае в режиме ограниченной эмиссии, а в другом - в режиме 3/2. В последнем случае, из-за образования вблизи катода минимума потенциала, отражающего "лишний" ток с катода и равного [53]

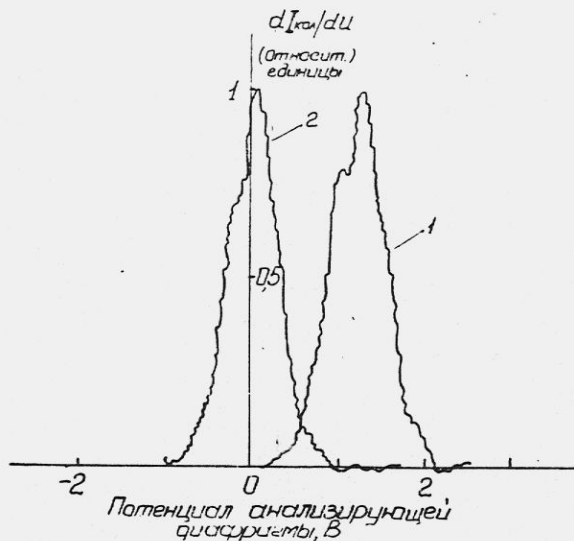


Рис.6.5. Влияние режима работы электронной пушки на спектр электронов по энергии: 1 - режим ограниченной эмиссии (ток определяется температурой катода), 2-режим ограничения тока пространственным зарядом электронного пучка (режим 3/2). Ток электронного пучка 90 мкА, энергия 400 эВ, магнитное поле 1 кГс.

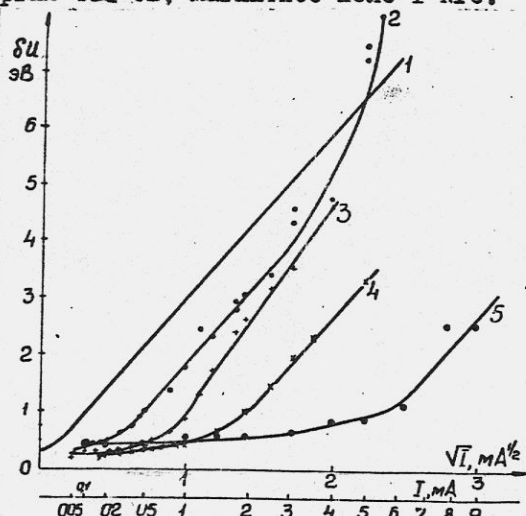


Рис.6.6. Зависимость ширины спектра ΔU от параметров электронного пучка и значений магнитных полей установки на участке дрейфа Н и в области пушки $H_{к}$: 1 - расчет по формуле 6.7; 2 - $H=1$ кГс; $H_{к}=1$ кГс; 3 - $H=1,4$ кГс; $H_{к}=1,4$ кГс; 4 - $H=1,2$ кГс; $H_{к}=3,85$ кГс; 5 - $H=1$ кГс; $H_{к}=3,2$ кГс. Энергия электронов для кривых 2-4 равна 400 эВ, для кривой 5- 1200 эВ.

$$U_{min} = (T_K/e) \ln(I_H/I), \quad (6.10)$$

средняя энергия электронов в пучке выше. Здесь I_H - ток насыщения катода, I - ток в пучке. Вычисленная по результатам рис. 6.5 продольная температура электронов вблизи катода равна примерно 0,2 эВ.

Ширина дифференциального спектра связана с продольной температурой на входе в анализатор соотношением обратным (6.1):

$$e\delta U = 2(W T_{||})^{1/2}. \quad (6.11)$$

§ 3. Результаты экспериментов

Основным результатом экспериментов является демонстрация существенной зависимости продольной температуры электронного пучка после прохождения дрейфового промежутка от значений магнитных полей в установке. В незамагниченном пучке значение ширины спектра энергий δU должно возрастать с плотностью тока как $j^{1/2}$ - это следует из выражений ((6.7), (6.11)), в соответствии с которыми построена кривая I на рис.6.6. Экспериментальные данные, представленные на этом рисунке, имеют характерный вид: в области малых токов существует плато, протяженность которого зависит от величины магнитных полей и энергии электронов, а при достаточно больших токах разброс δU приближается к кривой I, что указывает на уменьшение влияния магнитного поля при больших температурах. Значение магнитного поля в районе электронной пучки существенно влияло на протяженность плато (кривые 4,5). Такое удлинение плато с ростом магнитного поля в пучке связано с подавлением внутреннего рассеяния электронов при ускорении и адиабатическим расширением пучка при выходе из области сильного магнитного поля H_K в пучке в область пониженного поля в дрейфовом промежутке H.

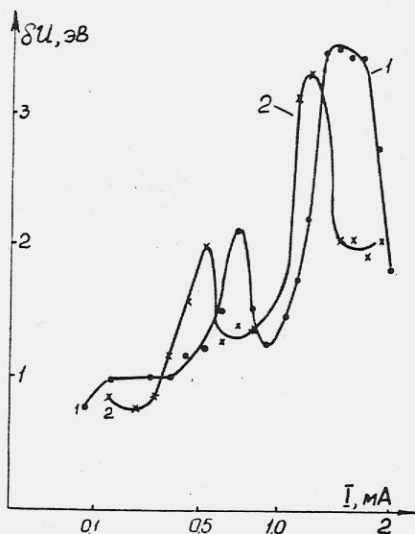


Рис.6.7. Зависимость ширины спектра от тока электронного пучка при пониженном значении магнитного поля в области пушки. Кривые 1,2 отличаются положением пучка. Поле в области пушки $H_{\nu} = 0,8$ кГс, на участке дрейфа $H = 1,2$ кГс. Энергия электронов 400 эВ

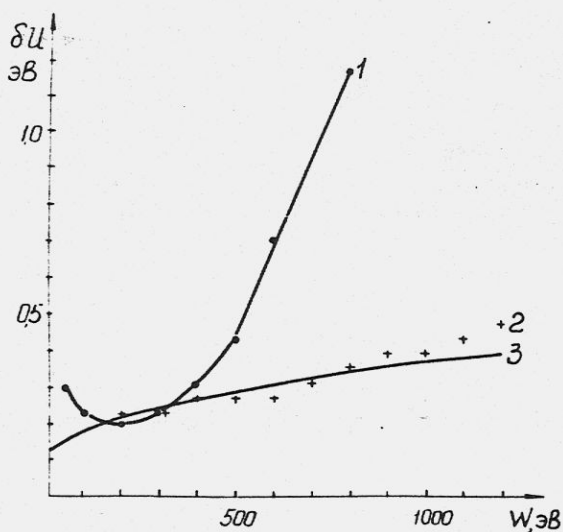


Рис.6.8. Зависимость ширины спектра от энергии электронов при малых токах пучка; 1-50 мкА, 2-100 мкА, 3-расчет по формулам 6,3 и 6,II. Значения магнитных полей равны соответственно: 1- $H_{\nu} = H = 1$ кГс, 2- $H = 1$ кГс, $H_{\nu} = 4,3$ кГс

При понижении поля в пушке менее 1 кГс было обнаружено, что характер зависимости $\delta u(I)$ перестает быть монотонным. На кривой появляются максимумы и минимумы, положение которых меняется при сканировании по поперечному сечению пучка, а глубина нарастает с увеличением тока (рис.6.7). Эти осцилляции не пропадают при увеличении поля в дрейфовом промежутке, если поле в пушке остается малым. Возникновение этих осцилляций, по-видимому, связано с большими поперечными скоростями электронов, возникающими из-за неидеальности оптики пушки, которая с уменьшением магнитного поля в пушке проявляется все заметнее.

Подавая на вырезающую диафрагму анализатора и на специальный электрод на выходе пушки положительный потенциал относительно стенок вакуумной камеры, можно запирает в пучке ионы, образующиеся при ионизации пучком остаточного газа. В результате исчезает электрическое поле пространственного заряда пучка и вносимое им изменение продольной скорости с радиусом. В этом случае, как показали эксперименты, ширина спектра при больших токах несколько уменьшается. Это можно объяснить тем, что по мере компенсации пучка уменьшается радиальный градиент продольных скоростей электронов.

Очень ярко влияние магнитного поля на процесс релаксации иллюстрирует полученная зависимость ширины спектра от энергии частиц (рис.6.6, кривая 5). Для классической диффузии ширина спектра не зависит от энергии частиц, а определяется только плотностью тока в пучке и длиной дрейфового промежутка. В экспериментах обнаружено, что при неизменных магнитных полях в установке протяженность плато на кривых рис.6.6 увеличивается при увеличении энергии электронов, что связано с уменьшением продольной температуры и плотности при ускорении до большой энергии.

При малом токе пучка и сильном магнитном поле процесс продольно-поперечной релаксации сильно подавлен, и продольная тем-

пература в электронном пучке определяется продольно-продольной релаксацией. На рис.6.8 приведена зависимость ширины спектра от энергии при разных магнитных полях в установке. Кривая 2 соответствует сильному магнитному полю и хорошо совпадает с расчетной кривой 3, построенной по формулам (6.3), (6.11). Кривая 1 соответствует малому магнитному полю в установке. В этом случае электроны получают большие поперечные скорости в пушке, что приводит к увеличению ширины дифференциального спектра за счет конечности входного отверстия анализатора. Минимум на кривой 1 связан с уменьшением поперечных скоростей за счет эффекта "резонансной оптики" [7].

На рис.6.9 показано влияние магнитного поля на продольную температуру пучка при различных значениях электронного тока (0.1, 1, 2.4, 8, 15 мА). Хорошо видно, что при малых электронных токах магнитное поле подавляет внутреннее рассеяние, а при больших, практически, не влияет на температуру пучка после прохождения дрейфового промежутка. На рис.6.10 показано влияние на конечную температуру пучка плотности электронов на участке дрейфа при различных магнитных полях в районе пушки (кривые 1,2) и различных энергиях (кривые 2,3). Видно, что увеличение магнитного поля в районе пушки приводит к существенному понижению продольной температуры при малых токах, по-видимому, из-за подавления внутреннего рассеяния и последующего адиабатически медленного расширения при переходе на участок дрейфа. Более высокая температура электронного пучка с высокой энергией связана с нарушением адиабатичности из-за более быстрого прохождения участка спада поля. Прямая 4 на рис.6.10 отвечает температуре пучка, равной $e^2 n_e^{1/3}$ (n_e - плотность электронов на участке дрейфа).

Подавление внутреннего рассеяния электронов магнитным полем происходит в случае, если эффективная частота изменения полей

$$\omega_{эф} \approx v_{\perp} / \rho_{эф} \quad (\text{где } v_{\perp} - \text{поперечная скорость движения элек-}$$

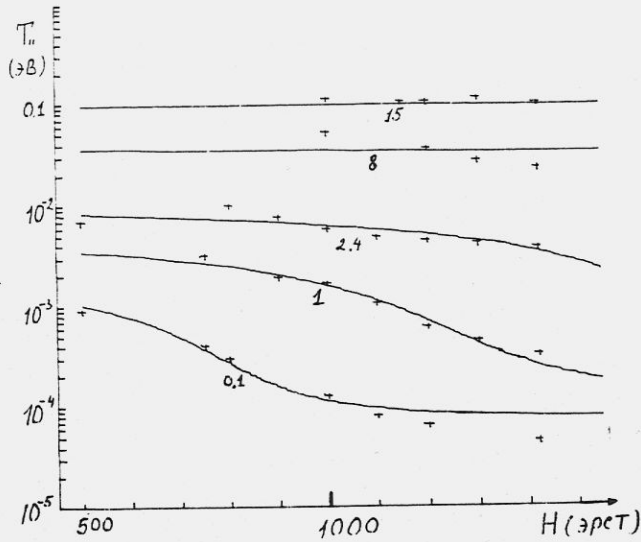


Рис.6.9. Влияние магнитного поля на продольную температуру электронного пучка в конце участка дрейфа. Магнитные поля на участке дрейфа и в области пушки равны, цифры около кривых соответствуют значению электронного тока мА

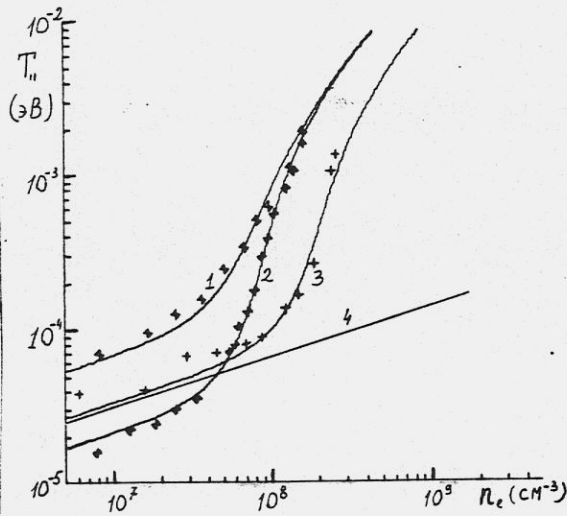


Рис.6.10. Влияние плотности электронов на участке дрейфа на продольную температуру $T_{||}$; 1 - магнитное поле в области пушки H_K и на участке дрейфа H равно 1000 Э, энергия электронов $W_e = 400$ эВ, 2 - $H_K = 3,14$ кЭ, $H = 1$ кЭ, $W_e = 400$ эВ, 3 - $H_K = 3,2$ кЭ, $H = 1$ кЭ, $W_e = 1,2$ кэВ, 4 - прямая, соответствующая температуре $T_{||} = e^2 n_e^{2/3}$.

тронов, $\beta_{эф}$ - прицельный параметр столкновения) заметно меньше частоты ларморовского вращения ω_1 . В этом случае происходит подавление передач импульса, примерно, как $e^{-\omega_1/\omega_{эф}}$.

Попробуем проинтерпретировать полученные экспериментальные результаты в рамках этой простейшей модели. Предполагая, что $\beta_{эф}$ определяется выражением (6.9), можно это выражение переписать в общем виде, справедливом как при $e^2/T_{||} \gg n_e^{-1/3}$, так и при $e^2/T_{||} \ll n_e^{-1/3}$:

$$\beta_{эф} = \frac{(-e^2/T_{||})n_e^{-1/3}}{e^2/T_{||} + n_e^{-1/3}} = \frac{1}{n_e^{1/3} + T_{||}/e^2}. \quad (6.12)$$

Используя выражение для скорости нагрева продольной степени движения (6.6) и предполагая, что магнитное поле подавляет рассеяние как $e^{-\omega_1/\omega_{эф}}$, можно записать модельное выражение в виде:

$$\frac{dT_{||}}{dz} = A_d \frac{2\pi e^4 L n_e}{m} \left(\frac{m}{T_L}\right)^{1/2} e^{-A_\omega \frac{(eM/mc)}{v_1(n_e^{1/3} + T_{||}/e^2)}}, \quad (6.13)$$

где A_d , A_ω - числовые множители, связанные с неточностью оценок диффузии, L - кулоновский логарифм столкновений ($L = \ln v_1^3 / (\sqrt{2} e^2 n_e^{1/3} / m')$). Продольная температура электронного пучка на выходе из участка дрейфа с постоянным продольным полем определяется плотностью пучка и значениями магнитных полей в области электронной пушки $T_{||0} \approx A_T e^2 n_e^{1/3}$, где A_T - числовой множитель, зависящий от значений магнитных полей. Для вычисления конечной температуры пучка после прохождения участка дрейфа длиной l за время l/v_0 необходимо проинтегрировать выражение (6.13) по времени дрейфа. Используя параметры A_d , A_ω , A_T в качестве параметров подгонки по методу наименьших квадратов, проведем сравнение экспериментальных данных и этой модели. Кривые, проведенные по экспериментальным данным на рисунках 6.9, 6.10, показывают хорошее соответствие этой модели эксперименту. При

этом значения $A_d = 1 \pm 0,2$, $A_\omega = 6 \pm 0,3$, а параметр, определяющий температуру на входе участка дрейфа A_T , зависит от соотношения полей в пушке и на участке дрейфа. Представим, что электроны пучка совершают плазменные колебания около положения равновесия с частотой $\omega_e = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$. При адиабатически медленном прохождении участка со спадающим магнитным полем разброс скоростей электронов уменьшается из-за расширения пучка и падения его плотности. В этом случае $\Delta v_{||}^2 / \omega_e = const$ и это означает, что после расширения пучка его начальная температура, близкая к $e^2 n_0^{2/3}$ (n_0 - плотность электронов на участке с сильным полем $n_0 = n_e \cdot H_K / H$), уменьшится в $\sqrt{H/H_K}$ раз, или, выражая все через плотность электронов на участке дрейфа, получим температуру в начале участка с однородным полем:

$$T_{||0} = e^2 n_e^{2/3} (H/H_K)^{2/3} = e^2 n_e^{2/3} \cdot A_d.$$

В случае однородного поля $A_T = 1$; при расширении электронного пучка в спадающем магнитном поле ($H_K = 3,2$ кЭ, $H = 1$ кЭ) получено значение $A_T = 0,7 \pm 0,1$ на энергии пучка 400 эВ, а при более высокой энергии (1200 эВ) $A_T = 1 \pm 0,1$, что указывает на нарушение адиабатичности расширения. Хорошее соответствие модели эксперименту позволяет, помимо этого, записать скорость нарастания продольной температуры пучка при движении в однородном магнитном поле в виде:

$$\frac{dT_{||}}{dt} = \frac{2\pi e^4 L n_e}{m v_{||}} e^{-6 \frac{eH}{m e v_{||} (n_e^{2/3} + T_{||}/e^2)}} \quad (6.13a)$$

Кроме того, эксперименты указывают на возможность получения продольной температуры меньше $e^2 n^{2/3}$ при адиабатическом поперечном расширении в сильных магнитных полях. Естественно, в этом случае длина спада магнитного поля должна быть заметно больше длины плазменных колебаний электронов $2\pi v_0 / \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$. Используя

(6.13а), можно записать требование на значение магнитного поля, подавляющее термализацию электронного пучка ($T_{||} \approx e^2 n_e^{1/3}$) в виде:

$$H_{кр} \gg \frac{m c v_1 n_e^{1/3}}{3e} \ell n \frac{2\pi l_0 e v_1 n_e^{2/3}}{(v_0 v_1 / c^2)}, \quad (6.14)$$

где ℓ - длина установки с электронным пучком. Более точный критерий можно получить, интегрируя (6.13); однако, при этом результат выражается довольно громоздко и этот путь проще проделать, производя численное интегрирование на ЭВМ для конкретных параметров пучка.

Таким образом, эксперименты показали, что продольное магнитное поле в устройствах с электронным пучком существенно подавляет процесс продольно-поперечной релаксации температуры, что позволяет формировать интенсивные электронные пучки с весьма малым разбросом продольных скоростей и соответственно высокой степенью упорядоченности частиц в пучке. Такие пучки можно транспортировать в продольном магнитном поле на значительные расстояния без существенного искажения их характеристик. При этом решающую роль играет величина продольной температуры на выходе из источника электронов: если она мала, то процесс релаксации на участке дрейфа существенно подавлен при достаточном значении магнитного поля.

Г Л А В А УИ

КОМПЕНСАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Электрические поля, возникающие из-за собственного пространственного заряда электронного пучка, могут существенно ограничивать возможности электронного охлаждения. Это особенно существенно при использовании быстрого электронного охлаждения, когда охлаждение ведется "ларморовскими кружками", имеющими малую продольную температуру. В этом случае электрические поля, приводящие к появлению разных продольных скоростей в поперечном сечении пучка, увеличивают эффективную температуру электронов, а, значит, уменьшают эффективность охлаждения. Кроме того, при охлаждении в накопителе поперечное электрическое поле может приводить к перераспределению декрементов охлаждения по различным степеням свободы (см. ввр.(I.4I)).

Наиболее простой путь уменьшения влияния пространственного заряда электронного пучка заключается в компенсации этого заряда положительными ионами, рождающимися из остаточного газа. Для хорошей компенсации необходимо создать условия, при которых вторичные электроны ионизации быстро покидают пучок, а положительные ионы накапливаются до выравнивания с суммарной плотностью заряда охлаждающего и охлаждаемого пучков.

§ I. Описание ионной ловушки

В установке с электронным пучком для проведения электронного пучка используется продольное магнитное поле, что влияет на движение как ионов, так и электронов ионизации. В первых попытках создания условий для компенсации электронного пучка использовались кольцевые электроды, охватывающие электронный пучок и создающие положительный потенциал, превышающий отрицательное провисание из-за пространственного заряда пучка U_0 , равное

$$U_0 = \pi a^2 n_e e (1 + 2 \ln(R/a)). \quad (7.1)$$

Здесь: a - радиус электронного пучка, R - радиус камеры, n_e - плотность пучка. В этом случае ионы, движущиеся вдоль электронного пучка, будут отражаться от области этих электродов, расположенных в начале и в конце электронного пучка, и после компенсации электрического поля начинают теряться при движении в поперечном направлении. Однако эксперименты показали, что медленные электроны ионизации накапливаются вблизи запирающих электродов и препятствуют созданию положительного потенциала на оси пучка. Это было связано с сильным продольным магнитным полем. Электроны при продольном движении попадают в область электродов и начинают двигаться в аксиально-симметричном поле электрода по окружностям вокруг электронного пучка. При этом, как правило, наблюдались колебания электрических полей, связанные с развитием неустойчивости при движении таких электронов. Для очистки от медленных электронов были изготовлены электроды, состоящие из двух полуцилиндров, между которыми вставлялись пластинки из полупроводящего стекла ($\rho \approx 10^9$ Ом.см). На один из электродов подавался положительный потенциал, а другой заземлялся. Ионизационные электроны, попадая в область пробки, дрейфуют в скрещенном электрическом и магнитном полях и, попадая на стеклянные вставки, покидают пучок. Использование таких вставок оказалось принципиальным, так как при их отсутствии электроны дрейфуют по эквипотенциальным поверхностям вокруг электрода и накапливаются несмотря на наличие поперечного электрического поля.

При электронном охлаждении средняя скорость протонного пучка сравнивается со средней скоростью электронов, что позволяет измерять потенциал электронного пучка на участке охлаждения. Изменение потенциала меняет энергию электронов, а значит, и энер-

гию протонов, что приводит к радиальному смещению протонного пучка:

$$\Delta x = \varphi R_0 \Delta p_{||} / p.$$

Если увеличить напряжение на катоде электронной пушки на величину потенциала провисания, то протонный пучок возвратится к первоначальному положению. Плотность пространственного заряда электронного пучка и накопленных ионов можно измерять по изменению бетатронной частоты колебаний протонов из-за изменения фокусировки равному:

$$\Delta \nu = \frac{(n_e / \gamma^2 - n_i) z_p e R_0}{2 \gamma^2 \beta^2 \nu}. \quad (7.2)$$

На рис.7.1 показано напряжение на катоде U_c , при котором протонный пучок находится в центре электронного, и частота бетатронных колебаний ν в зависимости от электронного тока. Видно, что изменение напряжения на катоде при $I_c = 0,4$ А достигает 135 В, а сдвиг частоты $\Delta \nu \approx 0,0048$. Из выражений (7.1) и (7.2) получаем в случае отсутствия ионов $n_i = 0$ потенциал провисания $U_0 = 166$ В и $\Delta \nu = 0,01$. Разница связана, повидимому, с наличием в электронном пучке небольшой примеси ионов, сосредоточенных, в основном, вблизи центра электронного пучка. В этом случае влияние ионов на частоту ν будет, конечно, сильнее, чем на провисание потенциала. Накопление этих ионов связано с изменением апертуры камеры вдоль электронного пучка, что приводит к модуляции потенциала провисания и созданию небольшой потенциальной ямы в продольном направлении для ионов. При включении положительного напряжения на запирающем электроде происходило накопление ионов, и напряжение на катоде, необходимое для удержания протонного пучка в центре, уменьшалось (рис.7.2). Полное запираение ионов в продольном направлении происходило при $U > 2U_0$, и дальнейший рост напряжения запираения не менял потенциал пучка, так как ионы уходили в поперечном направлении.

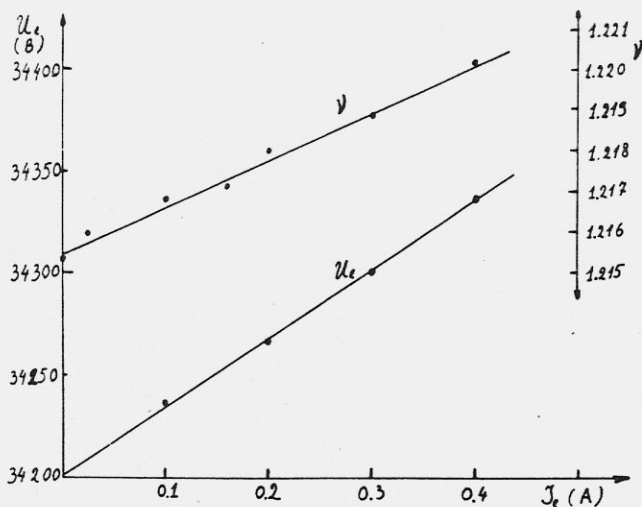


Рис.7.1. Напряжение на катоде U_c , при котором протонный пучок находится в центре электронного пучка, и частота бетатронных колебаний ν в зависимости от величины электронного тока

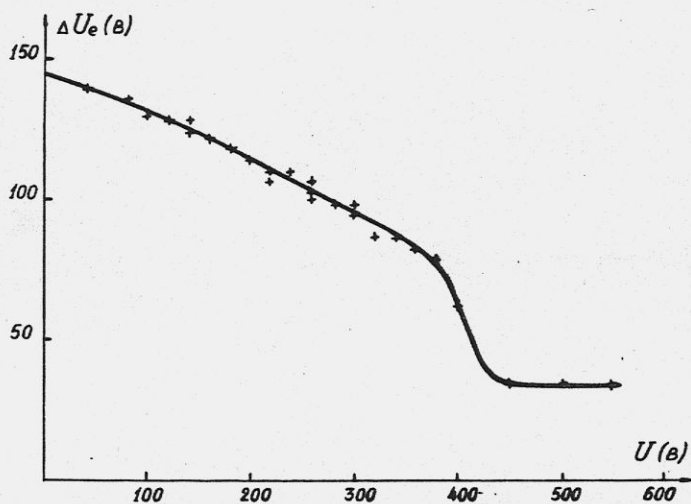


Рис.7.2. Зависимость напряжения на катоде от потенциала на пластинах запырания ионов. Электронный ток 0,3 А, энергия протонного пучка 65 МэВ.

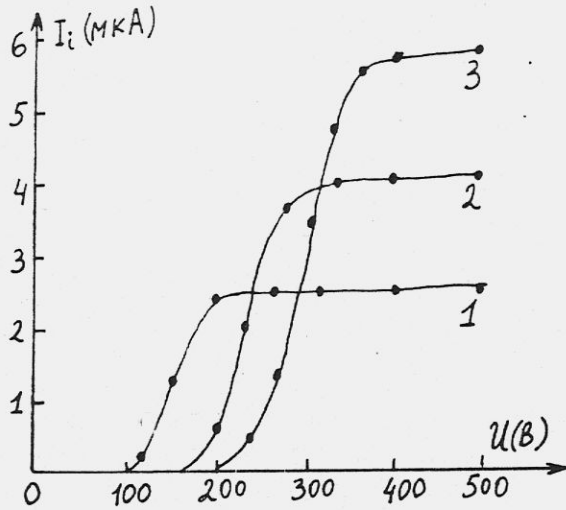


Рис.7.3. Зависимость ионного тока на пластины отсоса от потенциала запирания при различных электронных токах 1-100 мА, 2-200 мА, 3-300 мА.

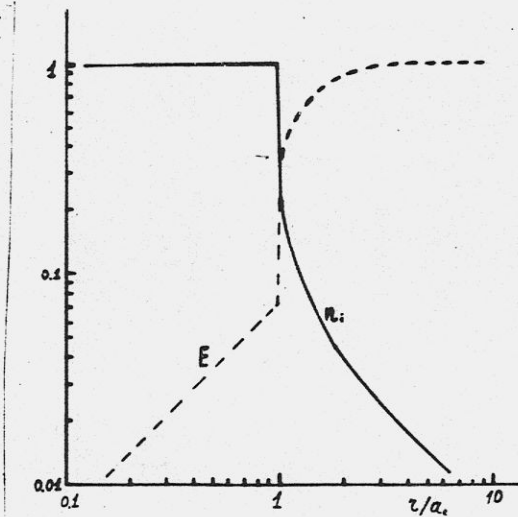


Рис.7.4. Распределение плотности ионов и электрическое поле в поперечном сечении компенсированного электронного пучка при условии $A = 0,01$

При полном запираии ионов ($U \gg 2U_0$) происходила компенсация пространственного заряда и изменения величины электронного тока не приводили к заметным изменениям положения протонного пучка. Разрешение магнйевой струи, измеряющей положение протонного пучка, составляло $\Delta x \approx 1$ мм, поэтому можно утверждать, что остаточный потенциал пучка был меньше, чем $\Delta U = (\Delta x / R_0 \psi) \frac{\rho_e v}{e} = 3В$.

В случае полного запираии продольного ухода ионы, движущиеся в поперечном направлении, попадали на длинные (60 см) пластины, окружающие электронный пучок, что тоже позволяло измерять момент достижения компенсации. На рис.7.3 показана зависимость ионного тока на эти пластины от напряжения запираии при различных электронных токах. Видно, что полная компенсация достигается при $U > 2U_0$, после чего ионный ток не зависит от напряжения запираии.

§ 2. Стационарное состояние ионов, компенсирующих заряд электронного пучка

Скорость рождения ионов при ионизации остаточного газа электронным потоком с плотностью $n_e(z)$, движущимся вдоль магнитного поля H со скоростью v_e , равна

$$\frac{dn_i}{dt} = n_{at} \sigma_i n_e(z) v_e, \quad (7.3)$$

где σ_i - сечение ионизации, n_{at} - плотность атомов остаточного газа.

Возникающие ионы захватываются в ловушку, а электроны движутся вдоль пучка до мест отсоса. Доля медленных электронов в пучке определяется скоростью рождения dn_i/dt и временем ухода вдоль пучка длиной l с характерной скоростью $v_e' \approx \sqrt{2I/m'}$, где I - энергия ионизации:

$$\Delta n_e' / n_e = \frac{1}{n_e} \frac{dn_i}{dt} \cdot \frac{e}{v_e'} = \frac{n_{at} \sigma_i v_e e}{\sqrt{2I/m'}} \quad (7.4)$$

При $l = 1$ м, $n_{ст} = 7 \cdot 10^6$ I/cm³ ($\rho = 10^{-10}$ Торр), $v_e = 10^{10}$ см/сек, сечение ионизации молекулярного азота $\sigma_i = 1,69 \cdot 10^{-17}$ см²,

$I = 15$ В получаем, что доля медленных электронов составляет около $5 \cdot 10^{-7}$. То есть при хорошем вакууме, характерном для условий электронного охлаждения, доля медленных электронов пренебрежимо мала, а время компенсации $\tau_k = n_e / \frac{dn_i}{dt}$ составляет ~ 1 сек.

Уход ионов в поперечном направлении начинается после накопления некоторого избытка ионов так, что возникает электрическое поле, выталкивающее ионы из пучка. Механизм ухода ионов в поперечном к магнитному полю направлении существенно зависит от соотношения величин электрического и магнитных полей. При малом электрическом поле, выталкивающем ион, он движется вокруг пучка с радиусом ларморовской циклоиды, равной:

$$\rho_L = \frac{E}{eH^2} Mc^2, \quad (7.5)$$

где E - суммарное электрическое поле электронного пучка и ионов, H - величина продольного магнитного поля, M - масса иона, e - заряд иона (в дальнейшем для упрощения выражений считается, что ионы однократно ионизированы).

Если выполняется условие

$$\rho_L \ll a, \quad (7.6)$$

то уход ионов в поперечном направлении возможен только в результате многократных неадиабатических относительно ларморовского вращения ($\omega_L = eH/Mc$) столкновений. Вероятность столкновения с молекулами остаточного газа за время жизни иона в пучке пренебрежимо мала:

$$W = \sigma_{ст} \cdot n_{ст} v_i \tau_k = \frac{\sigma_{ст}}{\sigma_i} \frac{v_i}{v_e} \ll 1,$$

где v_i - скорость движения иона, σ_{ar} - сечение столкновения иона с молекулой остаточного газа. Наиболее существенны в этих условиях ($\rho_b \ll \alpha$) столкновения иона с аксиально-несимметричными запирающими пробками. Длительность таких столкновений определяется частотой плазменных колебаний иона ($\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_i / M$) и обычно при не слишком больших магнитных полях $\omega_p \gg \omega_L$. В этом случае при каждом столкновении с пробкой ион в среднем смещается от пучка на расстояние ρ_b , а средняя скорость поперечного движения ионов равна:

$$v_z = \frac{F}{eM^2} Mc^2 \frac{v_{||}}{c}. \quad (7.7)$$

Здесь $v_{||}/c$ - частота столкновений иона с электростатическими пробками, ℓ - длина участка компенсации, $v_{||}$ - продольная скорость иона. Предполагая аксиальную симметрию пучка, запишем радиальное поле в виде:

$$F = \frac{4\pi e}{z} \int_0^z dz' z' [n_i(z') - n_e(z')]. \quad (7.8)$$

В результате, уравнение баланса можно записать в виде:

$$\frac{dn_i}{dt} = n_{ar} \sigma_i v_e n_e = \text{div}(\vec{v}_i \cdot n_i) = \frac{1}{z} \frac{d}{dz} \left(\frac{4\pi Mc^2 v_{||} n_i}{H^2 \ell} \right) \int_0^z dz' z' (n_i - n_e). \quad (7.9)$$

Это уравнение легко решается для однородного по сечению электронного пучка:

$$n_e(z) = \begin{cases} n_e, & z \leq \alpha, \\ 0, & z > \alpha \end{cases} \quad (7.10)$$

И решение имеет вид:

$$n_i(z) = \begin{cases} \frac{n_e}{2} + \sqrt{\left(\frac{n_e}{2}\right)^2 + n_e A} \equiv n_{i0}, & z \leq \alpha, \\ \frac{n_{i0}}{\sqrt{1 + \frac{2n_{i0}}{A} \left(\frac{z^2}{\alpha^2} - 1\right)}}, & z > \alpha, \end{cases} \quad (7.11)$$

где величина A определяется как:

$$A = \frac{n_{от} \sigma_i v_e v_H^2}{4\pi M c^2 v_{||}} \quad (7.11a)$$

Видно, что условием хорошей компенсации пространственного заряда электронного пучка ($n_{i0} \approx n_e$) является малое значение величины $A \ll n_e$. В этом случае степень компенсации равна:

$$\eta = \frac{n_{i0} - n_e}{n_e} = \frac{A}{n_e} \ll 1,$$

а радиальное электрическое поле в соответствии с (7.8) равно:

$$E_z = \begin{cases} 2\pi e A z; & z \leq \alpha, \\ \frac{2\pi e A \alpha^2}{z} \sqrt{1 + \frac{2n_e}{A} \left(\frac{z^2}{\alpha^2} - 1 \right)}; & z \geq \alpha. \end{cases} \quad (7.12)$$

Видно, что вне пучка ($z > \alpha$) электрическое поле быстро возрастает (характерный размер $\Delta z = \alpha A / 4n_e$) и при $z - \alpha \gg \Delta z$ достигает максимального значения:

$$E_{z, max} = 2\pi e \alpha \sqrt{2n_e A}. \quad (7.13)$$

На рис. 7.4 показаны для иллюстрации зависимость $E_z(z)$ и $n_i(z)$ при $A/n_e = 0,01$. Быстрый выход электрического ^{поля} вне пучка на постоянное значение $E_{z, max}$ позволяет написать простое выражение для разности потенциалов между пучком и стенкой вакуумной камеры:

$$\Delta \psi = R \cdot E_{z, max} = 2\pi e \sqrt{2n_e A} \cdot \alpha \cdot R, \quad (7.14)$$

где R - радиус вакуумной камеры.

Такое распределение ионов было получено при условии (7.6 $\rho_L \ll \alpha$). Теперь можно, зная электрическое поле на краю электронного пучка (7.12), переписать условие (7,6) в виде:

$$v_k = (n_{от} \sigma_i v_e)^{-1} \gg e/v_{||}. \quad (7.15)$$

Это условие, выражающее (7.6) через первичные параметры, вполне очевидно: - ион должен совершить много продольных колебаний за время своего существования в пучке τ_k .

В обратном предельном случае, когда плотность остаточного газа достаточно велика и электрическое поле, выталкивающее ионы, становится сильным, влиянием магнитного поля на движение иона можно пренебречь. При этом плотность ионов в точке z определяется потоком ионов, движущихся со скоростями

$$v = \sqrt{\frac{2e}{M} [U(x) - U(z)]}, \quad (7.16)$$

где $U(x)$ - потенциал пучка в точке рождения иона. Потенциал $U(z)$ удовлетворяет уравнению:

$$\frac{1}{z} \frac{d}{dz} \left(z \frac{dU}{dz} \right) = -4\pi e \left\{ \frac{1}{2} \int_0^z \frac{dx \cdot x n_{ar} \sigma_i v_e n_e(x)}{\sqrt{\frac{2e}{M} (U(x) - U(z))}} - n_e \right\}. \quad (7.17)$$

Для плотности $n_e(z)$ из (7.10), решение этого уравнения внутри пучка записывается в виде

$$U = A' - \eta \pi e n_e z^2,$$

где степень компенсации является корнем уравнения:

$$\eta = \frac{1}{\tau_k \omega_i \sqrt{\eta}} - 1, \quad (7.18)$$

где ω_i - частота колебаний иона в электронном пучке

$$\omega_i^2 = \frac{2\pi n_e e^2}{M}.$$

Для не слишком большой плотности атомов остаточного газа

($\omega_i \tau_k \gg 1$) решение (7.18) можно, примерно, записать в виде:

$$\eta \approx 1/(\omega_i \tau_k)^2, \quad (7.19)$$

а разность потенциалов от центра до края пучка равна

$$e \Delta u = \frac{M}{2} \left(\frac{\alpha}{\tau_k} \right)^2. \quad (7.20)$$

Решение (7.17) вне пучка известно из теории цилиндрического диода [54]. При этом разность потенциалов между пучком и стенкой вакуумной камеры определяется формулой (при $R \gg a$):

$$u^{3/2} = \frac{9}{2} \sqrt{\frac{Me}{2}} \pi R \alpha^2 n_e n_{от} \sigma_i v_e. \quad (7.21)$$

Отношение разности потенциалов внутри пучка к разности потенциалов между пучком и стенкой можно записать в виде:

$$(\Delta u / u) = \left(\frac{2}{9} \frac{\alpha}{R} \eta \right)^{2/3}.$$

Например, для пучка радиусом $\alpha = 0,5$ см, движущемся в камере $R = 3$ см с энергией $W_e = 1000$ эВ и током $I_e = 0,25$ А в атмосфере азота с давлением $p = 5 \cdot 10^{-6}$ Торр ($\sigma_i \approx 10^{-16} \text{ см}^2$), разность потенциалов внутри пучка $\Delta u \approx 2 \cdot 10^{-3}$ В и разность потенциалов из-за перекомпенсации между пучком и стенкой $u = 27$ В. Столь большой потенциал между пучком и стенкой возникает из-за большой массы ионов, что требует большого значения электрического поля для их удаления. Отметим, что в этих условиях примесь медленных электронов при длине установки 1 м остается еще достаточно малой (см. 7.4) $\sim 10^{-2}$.

В литературе достаточно часто встречается выражение для потенциала пучка относительно стенок, имеющее вид $e u \approx T_i \ln \eta$, полученное из предположения, что уход ионов связан с хвостом бoльцмановского распределения ионов, имеющих температуру T_i , близкую к температуре атомов остаточного газа (см., например, [54]). Из вышеизложенного видно, что даже при вакууме $10^{-8} \div 10^{-6}$ значения требуемых для удаления ионов электрических полей должны

быть существенно выше. Ранее такой упрощенный "термодинамический" подход справедливо критиковался в работе [55].

При малых давлениях атомов остаточного газа время жизни ионов в пучке становится большим, что может приводить к существенному нагреву ионов из-за столкновений с электронами пучка. Скорость нагрева за счет таких столкновений равна

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = \frac{2\pi n_e z^2 e^4 L_n}{M v_e} \quad (7.22)$$

$z \cdot e$ - заряд ядра иона, L_n - величина кулоновского логарифма.

Изменение энергии иона за время нахождения в пучке $\tau \approx \tau_k$ равно

$$\Delta\varepsilon_i = 2\pi \frac{n_e}{n_{ат}} \frac{z^2 e^4 L_n}{M v_e^2 \sigma_i} \approx \frac{n_e}{n_{ат}} \frac{m}{m_p} I, \quad (7.23)$$

где m/m_p - отношение массы электрона и протона, I/e - потенциал ионизации.

Как видно из этой формулы, при малой плотности атомов остаточного газа, может происходить заметное нагревание ионов, вызывающее дополнительный уход ионов из пучка. В отсутствие магнитного поля перепад потенциала внутри пучка равен по порядку величины температуре ионов. В этом случае пучок недокомпенсирован; степень компенсации равна

$$\eta = \frac{\Delta\varepsilon_i}{\pi \alpha^2 e^2 n_e} = \frac{m}{m_p} \frac{I}{\pi \alpha^2 e^2 n_{ат}} \approx \frac{m}{m_p} \frac{1}{\pi \alpha^2 n_e \alpha_0^2} \quad (7.24)$$

где $\alpha_0 \approx e^2/I = 0,5 \cdot 10^{-8}$ см-радиус атома. Видно, что полная раскомпенсация за счет нагрева ионов начинается при плотности $n_{ат}$, меньшей, чем

$$n_{ат} < \frac{m}{m_p} (\pi \alpha^2 \alpha_0)^{-1} \quad (7.25)$$

Наличие магнитного поля существенно изменяет картину ухода ионов. В этом случае после столкновения с электроном, ион возвращается в электронный пучок до тех пор, пока его ларморовский радиус не достигнет радиуса вакуумной камеры R . Время ухода иона можно тогда оценить по формуле

$$\tau = \left(\frac{ReH}{c} \right)^2 \left(\frac{d\Delta p^2}{dt} \right)^{-1} = \frac{H^2 v_e R^2}{4\pi n_e z^2 e^2 c^2 L n} \quad (7.26)$$

Если $\tau \gg \tau_K$, то потери ионов будут обусловлены столкновениями с пробками, а потенциал и поля пучка будут определяться формулами (7.12, 7.14).

Для $\tau < \tau_K$ влиянием магнитного поля можно пренебречь и степень компенсации пучка будет определяться формулой (7.24).

Таким образом, магнитное поле может существенно улучшить компенсацию пучка при малых давлениях в установке.

Экспериментальная проверка полученных выше выражений для потенциала пучка (7.14) осуществлялась с помощью измерения ионного тока на пластины отсоса, окружающие электронный пучок. Диаметр вакуумной камеры, в которой двигался электронный пучок, был немного меньше, чем расстояние между пластинами, поэтому при нулевом напряжении на пластинах ионы при продольном движении попадали на стенки камеры. При наличии напряжения на пластинах отсоса потенциал ионного столба относительно стенок можно записать в виде:

$$\mathcal{U}_i = \mathcal{U} + \mathcal{U}_n,$$

где \mathcal{U} - потенциал, создаваемый пространственным зарядом электронного пучка и ионов, \mathcal{U}_n - потенциал пластин. Если подать такой отрицательный потенциал \mathcal{U}_n , чтобы $\mathcal{U}_i < 0$, то на пластины отсоса ионов будут собираться ионы со всей длины ионного столба, несмотря на то, что длина пластин отсоса меньше дли-

ны участка компенсации. На рис.7.5 показана зависимость ионного тока от потенциала пластин при двух различных значениях вакуума в установке. Видно, что при увеличении потенциала ионный ток возрастает до некоторого максимального значения, а затем остается постоянным. При возрастании давления потенциал, при котором достигается насыщение ионного тока, тоже возрастает. Потенциал пучка относительно стенок вакуумной камеры (7.14) удобно выразить через непосредственно измеряемый ток ионов:

$$I_i = e \pi a^2 n_{ат} n_e v_e l, \quad (7.14a)$$

$$u = R \sqrt{\frac{2eI_i}{v_{||}} \frac{M^2}{Mc^2}}.$$

На рис.7.6 показана зависимость потенциала компенсированного пучка, определявшегося как удвоенное напряжение, при котором ионный ток равен половине тока насыщения. Прямая проведена по формуле (7.14a) для температуры ионов 0.03 эВ, $M/m_p = 14$, $N = 1000$ Э, $R = 3,5$ см. Видно, что измерения находятся в разумном согласии с формулой (7.14a).

На рис.7.7 показана зависимость потенциала пучка от величины магнитного поля. Потенциал пучка линейно растет с увеличением магнитного поля, однако, прямая не проходит через ноль, что, по-видимому, связано с изменением механизма ухода ионов при малых магнитных полях. Полученные экспериментальные данные удовлетворительно описываются приведенными выше выражениями и, по-видимому, стационарное распределение ионов в условиях больших магнитных полей и малых давлений в камере близко к (7.11).

§ 3. Устойчивость ионной компенсации

Одной из трудностей, возникающей при создании плотного электронного пучка, компенсированного ионами, является возможность развития неустойчивостей, обязанных взаимодействию элект-

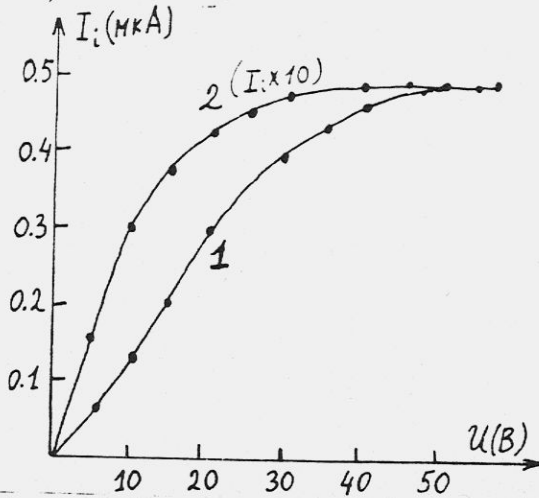


Рис.7.5. Зависимость ионного тока от потенциала пластин отсоса при различных значениях вакуума:

1 - давление $2 \cdot 10^{-8}$ Торр, 2 - давление $2 \cdot 10^{-9}$ Торр. Значения тока для кривой 2 увеличены в 10 раз. Энергия электронов 550 эВ, электронный ток 20 мА

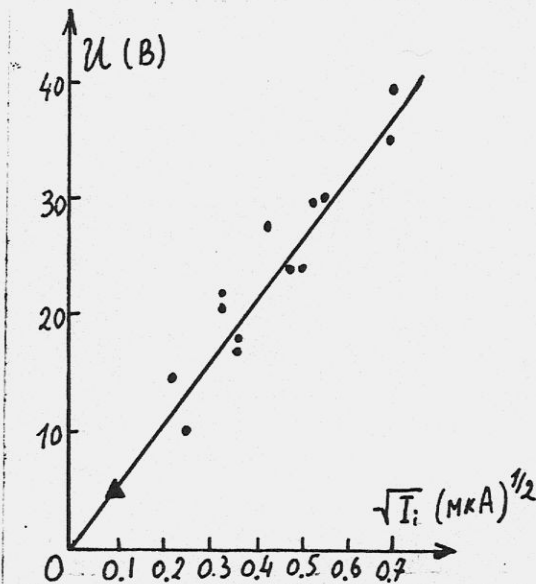


Рис.7.6. Зависимость потенциала компенсированного пучка от тока ионов при различных давлениях остаточного газа и электронного тока. Энергия электронов 550 эВ - \bullet и 35 кэВ - \blacktriangle . Магнитное поле 1000 Э.

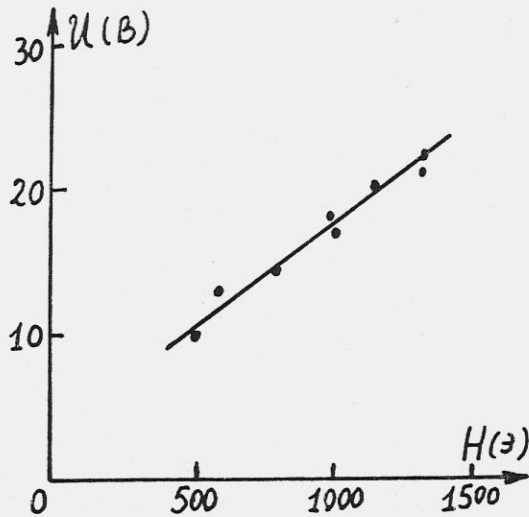


Рис.7.7. Зависимость потенциала компенсированного пучка от величины магнитного поля. Энергия электронов 550 эВ, ток электронного пучка 15 мА, давление остаточного газа 10^{-9} Торр.

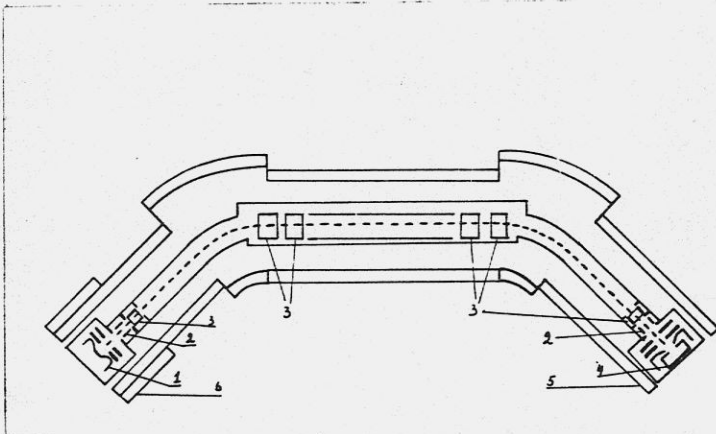


Рис.7.8. Схема расположения измерительных и запирающих электродов. 1 - электронная пушка, 2 - запирающие электроды со вставками из проводящего стекла, 3 - измерительные пикап-электроды, 4 - электронный коллектор, 5 - основной соленоид, 6 - дополнительный соленоид для изменения магнитного поля в области электронной пушки

ронного пучка с ионами. Этому вопросу посвящено много как теоретических, так и экспериментальных работ [56, 57, 58]. Так, к примеру, надежды на проведение очень больших электронных токов в каналах с компенсацией пространственного заряда ионов, не оправдались в связи с развитием в этом случае продольных неустойчивостей, разрушающих компенсацию. Для электронного охлаждения необходимы пучки не столько с большим током, как с большой плотностью и достаточной протяженностью. В этом случае развитие продольных неустойчивостей не происходит, и основную опасность представляет возбуждение аксиально-несимметричных колебаний, критическая плотность которых $j_{кр}$, по прежним оценкам [58], уменьшается обратно пропорционально длине пучка

$$j_{кр} = \frac{v_e^2 H}{8\pi c}, \quad (7.27)$$

где v_e - скорость движения электронов пучка, H - значение продольного магнитного поля, l - длина столба ионов, c - скорость света. Смысл этого выражения для критического тока легко может быть пояснен на примере уравнения движения электронного пучка в компенсирующем столбе ионов в случае сильной замагниченности движения ионов и электронов, когда плазменная частота ионов заметно меньше ларморовской частоты. Легко записать уравнение дипольных колебаний ионов с учетом движения электронного пучка в виде:

$$\begin{aligned} \dot{\zeta}_i &= i\Omega_g(\zeta_e - \zeta_i), \\ \dot{\zeta}_e - v_e \frac{d\zeta_e}{dz} &= -i\Omega_g(\zeta_e - \zeta_i), \end{aligned} \quad (7.28)$$

где $\Omega_g = \Omega_p^2 / \Omega_L = (2\pi e^2 n_e / M) / (eH / Mc)$ - дрейфовая частота колебаний пучка, Ω_p , Ω_L - плазменная и ларморовская частоты, $\zeta = x + iy$ - комплексная координата положения частиц, z - продольная координата. Записывая решения в виде $\zeta = Ae^{i(\omega t + kz)}$,

можно получить дисперсионное уравнение в виде:

$$\omega^2 + (2\Omega_g - \kappa v_e)\omega - \Omega_g \kappa v_e + 2\Omega_g^2 = 0, \quad (7.29)$$

имеющее решение

$$\omega = \frac{\kappa v_e}{2} - \Omega_g \pm \sqrt{\left(\frac{\kappa v_e}{2}\right)^2 - \Omega_g^2} \quad (7.30)$$

Легко видеть, что при $\kappa v_e / 2 \ll \Omega_g$ такие колебания нарастают с максимальным декрементом Ω_g . Полагая, что минимальное значение κ определяется длиной пучка: $\kappa = \pi / 2l$ (это соответствует четверти длины волны), получим значение предельной плотности тока в случае дрейфового движения в виде

$$j_{кр} < \frac{v_e^2 H}{4ec} \quad (7.27a)$$

Отличие в множителе между (7.27) и (7.27a) связано с некоторой формальностью применения уравнения (7.28) для вычисления порога без учета реальных граничных условий. Однако на этом примере видны основные свойства этой неустойчивости. Она развивается на всей длине пучка и приводит к раздвижке электронов и ионного компенсирующего столба. То есть при развитии неустойчивости компенсация нарушается.

Измерения дисперсионных свойств компенсированного пучка производились по распространению волн, возбуждаемых внешними (относительно пучка) электродами. Используя пикап-электроды, расположенные вдоль пучка (рис.7.8), можно было измерять амплитуду и фазу волны на различных расстояниях от места возбуждения. Измерения спектров колебаний, распространяющихся в компенсированном пучке, производились следующим образом. Сигнал внешней раскачки от сканирующего генератора синусоидальных напряжений подавался на возбуждающие пластины и синхронный детектор. Сигнал с измерительного электрода после усиления поступает на другой

вход синхротронного детектора, так что на выходе детектора образуется сигнал, пропорциональный косинусной или синусной части амплитуды распространяющейся волны. Одновременно со сканированием производилась запись сигнала в ЭВМ для получения спектра отклика. При таких измерениях состояние пучка слабо отличается от равновесного, что позволяет сравнивать результаты измерений с предсказаниями линейной теории. Для исключения ошибок, связанных с уходом "нуля" синхронного детектора при изменении в широком диапазоне частоты и наводок, связанных с прямым попаданием сигнала, раскачивающего пучок, на измерительный пикап электрод, производилось измерение в отсутствие электронного пучка и затем измеренный массив данных вычитался из данных, полученных при измерениях распространения волны в пучке. Такая процедура оказалась весьма полезна, что позволяло, например, измерять амплитуды поперечных колебаний пучка вплоть до 10^{-5} см. В режиме самовозбуждения колебаний пучка измерения производились по аналогичной схеме, но после синхронного детектора использовался квадратичный детектор.

Продольные волны

Аксиально-симметричные (продольные) волны в пучке возбуждались подачей напряжения на обе части электрода (7). Распространение волны наблюдалось пикап-электродами (6, 4, 3) (рис. 7.8). Прежде, чем обсуждать результаты эксперимента, обсудим ожидаемый вид спектра. При возбуждении ионного столба в каком-либо месте при помощи изменения потенциала $U = U_0 e^{i\omega t}$ вдоль столба будут распространяться две волны, и потенциал вдоль столба можно записать в виде:

$$U = A_1 e^{i\omega t - \kappa z} + A_2 e^{i(\omega t + \kappa z)}, \quad (7.31)$$

где A_1 , A_2 - амплитуды прямой и обратной волны, ω - час-

тота возбуждения, κ - волновой вектор. Полагая, что отражение происходит без изменения фазы волны (электростатические пробки препятствуют движению ионов) и амплитуда возбуждения в начале ионного столба равна U_0 , можно записать потенциал в точке наблюдения x_1 , в виде:

$$U = U_0 e^{i\omega t} \frac{\cos \kappa(\ell - x_1)}{\cos \kappa \ell}, \quad (7.32)$$

где ℓ - длина ионного столба.

Затухание волны характеризуется мнимой частью волнового вектора $\kappa = \kappa_R + i\kappa_M$, поэтому выражение (7.32) удобно записать для случаев сильного $\kappa_M \ell \gg 1$ и слабого $\kappa_M \ell \ll 1$ затухания в виде:

$$U = U_0 e^{i\omega t} \begin{cases} \frac{\cos \kappa_R(\ell - x)}{\cos \kappa_R \ell}, & \kappa_M \ell \ll 1, \\ e^{-\kappa_R x} \cdot e^{-\kappa_M x}, & \kappa_M \ell \gg 1. \end{cases} \quad (7.33)$$

Как видно из этого выражения, в случае слабого затухания на частотах, соответствующих ($\kappa_R \ell = \pi(n + \frac{1}{2})$) образованию стоячей волны, будет наблюдаться большое напряжение в волне.

Напротив, в случае сильного затухания зависимость амплитуды волны от частоты не имеет особенностей. Связь между κ_R и ω легко получить из уравнения движения ионов в столбе, предполагая, что потенциал мало меняется в поперечном сечении пучка и размеры пучка a и камеры R удовлетворяют условиям $a \ll R \ll \ll 1/\kappa_R$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_i}{\partial t} &= -n_i \frac{\partial v_{||}}{\partial z}, \\ \frac{\partial v_{||}}{\partial t} &= -\frac{eE_{||}}{M}, \\ E_{||} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z} (\pi a^2 n_i e L n), \end{aligned} \quad (7.34)$$

где $E_{//}$ - продольное электрическое поле волны, $L_n = \left(1 + 2 \ln \left(\frac{R}{a}\right)\right)$,
 M - масса ионов. В этом случае ω/k определяется скоростью
 волны, равной:

$$\omega/k = v = \sqrt{\frac{\pi \alpha^2 n_i e^2}{M} L_n} \quad (7.35)$$

На рис.7.9 показаны измеренные при различных амплитудах возбуждения спектры продольных колебаний. Хорошо видно, что при большой амплитуде возбуждения четко проявляется вклад стоячих волн, а при малых амплитудах наблюдается сильное затухание, заметное не только в уменьшении амплитуды сигнала, но и в изменении формы спектра. При большей плотности ионного столба затухание возрастает и, как показано на рис.7.10, амплитуда волны на расстоянии 3 м от места возбуждения уменьшается в 20 раз.

Для сравнения производились измерения спектра продольных колебаний при накоплении в пучке не положительных ионов, а электронов ионизации. В этом случае на запирающий электрод подавалось отрицательное напряжение, запирающее электроны и отсасывающее ионы из пучка. Результаты измерения спектра показаны на рис. 7.11. На этом рисунке хорошо виден очень большой отклик только на частотах, соответствующих стоячим волнам, что указывает на малое затухание волны в случае электронного газа. Скорость распространения волны $\partial\omega/\partial k$, при малом затухании, хорошо соответствовала выражению (7.35) как в случае накопления электронов, так и для ионов. Масса ионов, полученная из сравнения 7.35 с результатами экспериментов, оказалась равной $M = 10 \pm 2$. Поведение продольных волн в пучке, компенсированном ионами, при больших амплитудах и малой плотности неплохо соответствовало теоретическим представлениям (см., например, [57]). Однако обнаруженное сильное затухание волн малой амплитуды (особенно при большой плотности) оказалось неожиданным.

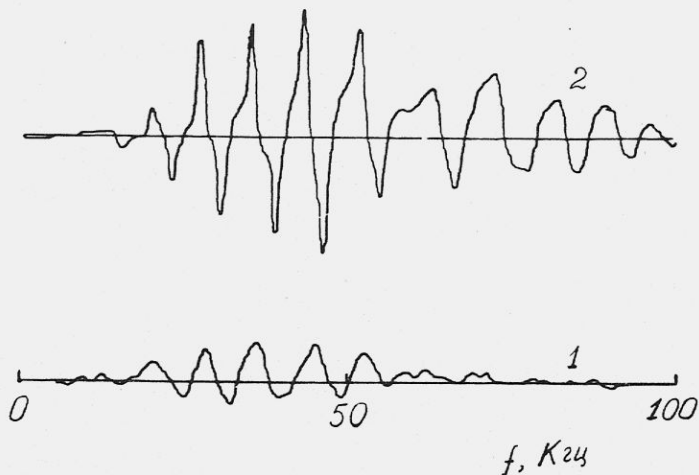


Рис.7.9. Спектр вынужденных продольных колебаний компенсированного ионами электронного пучка. Кривая 1 соответствует амплитуде возбуждения волны 0,003 В и коэффициенту усиления сигнала после пикап-электродов $K=100$, кривая 2, соответственно, 0,3 В и $K=1$. Энергия электронного пучка 35 кэВ, ток 0,3А, диаметр пучка 1 см

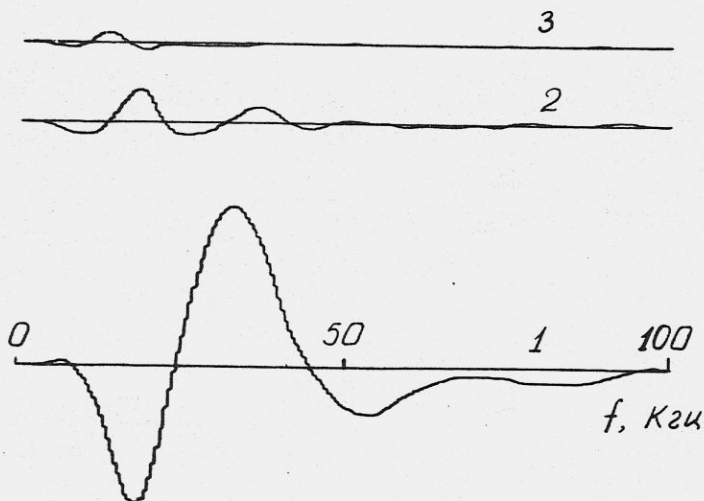


Рис.7.10. Спектр вынужденных колебаний компенсированного пучка на различных расстояниях от места возбуждения. Энергия электронного пучка 550 эВ, ток 25 мА, диаметр пучка 0,2 см. Цифры около кривых соответствуют расстоянию до места возбуждения волны в метрах

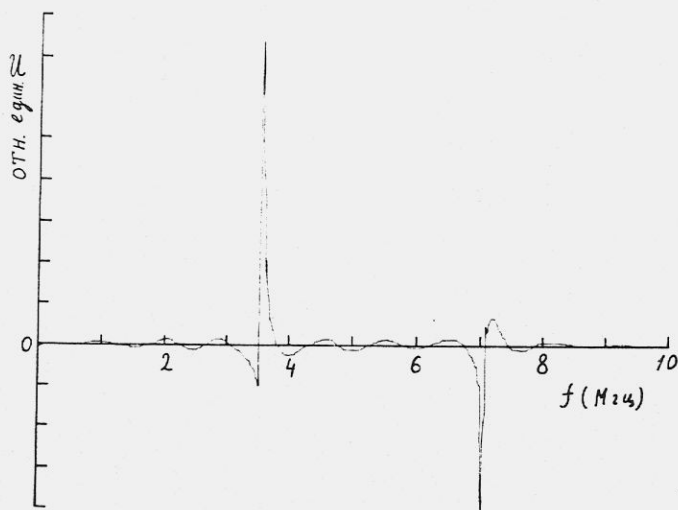


Рис.7.11. Спектр продольных колебаний пучка при накоплении в электронном пучке медленных электронов ионизации. Энергия основного электронного пучка 35 кэВ, ток 0,36 А, напряжение на пластине запарания - 1500 В

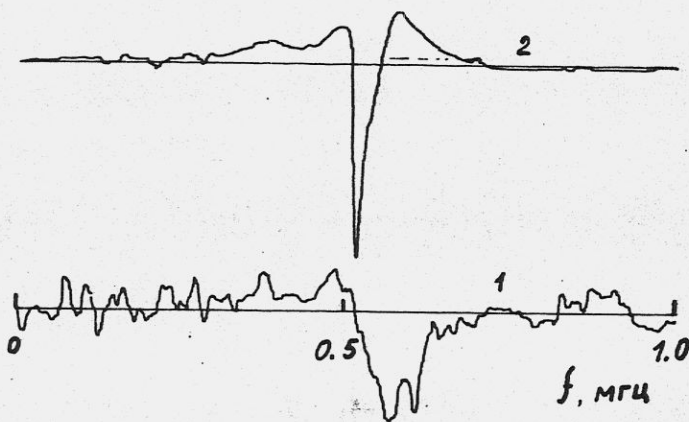


Рис.7.12. Спектр поперечных колебаний компенсированного ионами электронного пучка; 1 - амплитуда поперечных колебаний электронного пучка перед входом в компенсированный участок $3,78 \cdot 10^{-7}$ см и усиление после пикап-электродов 30 дБ, 2 - соответственно $1,2 \cdot 10^{-5}$ см $K = 0$ дБ

Поперечные колебания

Распространение аксиально-несимметричной волны в компенсированном электронном пучке обеспечивается взаимодействием ионов с движущимися электронами. Представим, что ионы, находящиеся в начале электронного пучка, совершают когерентные поперечные колебания. В результате электроны, проходя эту область, получают смещение, изменяющееся синхронно с колебаниями ионов, и возбуждают когерентные колебания остальной части ионного столба. Такое взаимодействие электронного пучка с ионами должно приводить к неустойчивости при превышении плотности тока значения, определяемого формулой (7.27).

Однако эксперименты показали, что неустойчивость не наблюдается вплоть до максимально достижимых на данной установке плотностей электронного тока. При длине ионного столба 3 м и магнитном поле 1 кЭ достигнутые плотности тока $j_{\text{эксп}}$ и пороговые значения $j_{\text{кр}}$, определяемые (7.27), приведены в таблице.

W (кэВ)	$j_{\text{эксп}}(\text{А/см}^2)$	$j_{\text{кр}}(\text{А/см}^2)$
35	3	0,58
0,55	1,3	$9,1 \cdot 10^{-3}$

Столь заметное превышение над значениями критических плотностей тока находится в явном противоречии с предсказаниями теории [57] и результатами экспериментальных работ [56]. Это потребовало внимательного изучения влияния факторов, отличающих условия экспериментов данной работы и [56]. Основные отличия, по видимому, состоят в том, что, во-первых, на установке НАП-М давление остаточного газа достигало 10^{-10} Торр, что в 10^4 раз меньше давления в установке, описанной в работе [56], во-вторых, коэффициент отражения электронов из коллектора составлял $10^{-4} + 10^{-5}$, что

также существенно меньше коэффициента отражения от открытого коллектора, используемого в работе ($\sim 0,1$) [56].

Поперечные колебания ионов возбуждались раскачкой электронного пучка поперечным электрическим полем, создаваемым короткими пластинами, расположенными на последнем аноде пушки за пределами ионного столба. На рис.7.12 приведены спектры поперечных колебаний ионов для различных амплитуд раскачки. Из рисунка видно, что в поперечных колебаниях так же, как и в продольных, для малых амплитуд наблюдается сильное затухание, что проявляется в увеличении ширины резонанса. Резонансная частота колебаний ионов в поле электронного пучка и магнитном поле H установки равна

$$\omega = \frac{eH}{2Mc} \pm \sqrt{\left(\frac{eH}{2Mc}\right)^2 + \frac{2\pi n_e e^2}{M}}, \quad (7.36)$$

где e , M - заряд и масса ионов, c - скорость света, n_e - плотность электронов (ионов) в пучке). Измерение зависимости резонансной частоты от плотности тока и магнитного поля показали хорошее согласие с формулой (5), если принять массу ионов равной 10 ± 2 а.е.м., что согласуется с измерениями фазовой скорости продольной волны. Ширина резонансной кривой оказалась пропорциональной плотности ионов и равной 150 кГц при плотности электронного тока $j_e \approx 1$ А/см² и энергии электронов - 35 кэВ.

Уменьшение ширины резонансной кривой с увеличением амплитуды раскачки связано с уменьшением затухания колебаний (так же, как для продольных волн). В этом случае спектральные свойства пучка приближались к тем, что предсказываются теорией. Этот факт побудил провести эксперимент по инициированию неустойчивости внешней раскачкой. При достаточно большой амплитуде раскачки и плотности тока выше пороговой (см. формулу (7.27)) наблюдались самопроизвольные всплески колебаний ионов, связанные с развитием аксиально-несимметричной неустойчивости.

Влияние ионов на поперечные колебания электронного пучка показано на рис.7.13. В этом случае измерения колебаний электронов производилось вне участка компенсации ($\ell = 1m$), что позволяло исключить влияние колебаний ионов внутри измерительного пикап-электрода и измерять только электронные колебания. Очистка электронного пучка от ионов (на участке компенсации) производилась подачей напряжения на отсасывающие пластины. Кривые 1,3 рис.7.13 измерены в отсутствии ионов, а кривые 2,4 для компенсированного пучка. Видно, что при малой амплитуде раскачки (кривые 1,2) присутствие ионов слабо сказывается на спектр колебаний электронов, а при большой раскачке (кривые 3,4) наличие ионов увеличивает амплитуду колебаний электронов при частотах выше 0,7 МГц. Эта частота совпадает с собственной частотой колебаний ионов. Слабое влияние ионов на колебания электронного пучка при малых амплитудах раскачки согласуется с отсутствием неустойчивости и, с другой стороны, усиление воздействия ионов на колебания электронов при больших амплитудах вызывает неустойчивость колебаний.

При плохом вакууме или большом коэффициенте отражения электронов из коллектора может происходить накопление вторичных электронов в пучке, что существенно изменяет дисперсионные свойства компенсированного пучка. На рис.7.14 приведены спектры собственных поперечных колебаний компенсированного электронного пучка при различных значениях вакуума: 1 - 10^{-7} ; 2 - $4,8 \cdot 10^{-8}$; 3 - $2,6 \cdot 10^{-8}$; 4 - $6 \cdot 10^{-9}$ Торр. Хорошо видно, что при увеличении давления возникают собственные колебания. Измерение спектров вынужденных колебаний показало, что при ухудшении вакуума возрастает сигнал в высокочастотной части спектра, что, по-видимому, связано с накоплением электронов ионизации.

Для исследования влияния вторичных электронов, отраженных из коллектора, коллектор был заменен пластиной, на которую можно

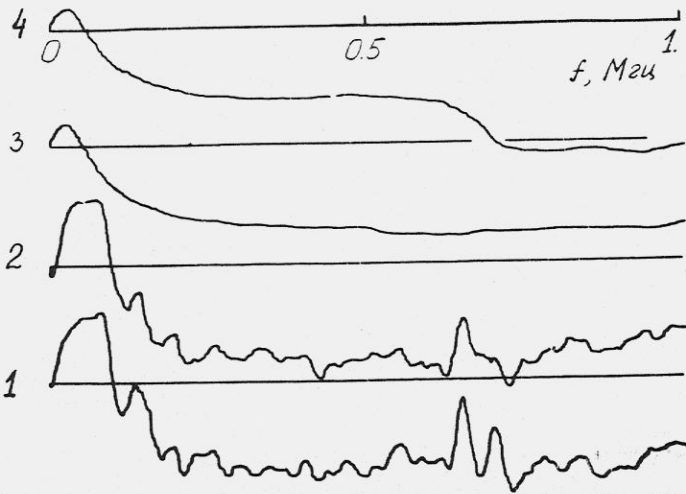


Рис.7.13. Спектр вынужденных поперечных колебаний электронного пучка после прохождения участка компенсации. Кривые 1 и 2 - амплитуда начальных колебаний электронного пучка $6 \cdot 10^{-6}$ см, а кривые 3 и 4 - $1,2 \cdot 10^{-4}$ см. Кривые 1 и 3 измерены в отсутствии ионов на участке компенсации, а кривые 2 и 4 - при компенсации электронного пучка

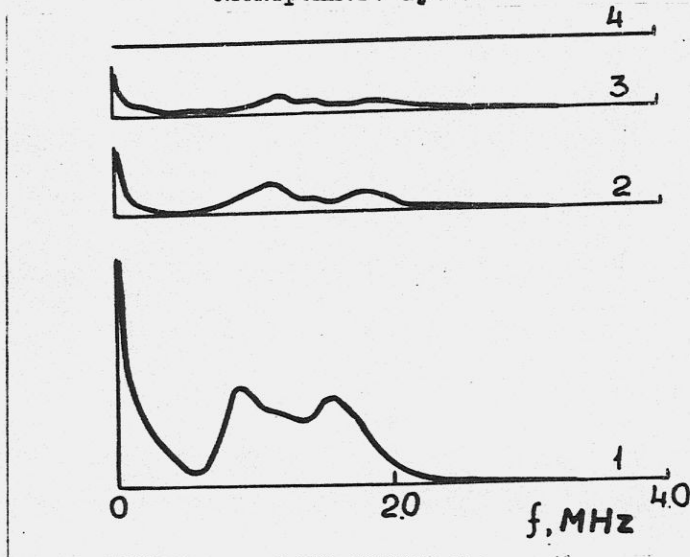


Рис.7.14. Влияние вакуума на спектр собственных поперечных колебаний, связанных с развитием неустойчивости в компенсированном электронном пучке. Энергия электронного пучка 550 эВ, ток 22 мА, магнитное поле 1000 Э, давление остаточного газа 1 - 10^{-7} , 2 - $4,8 \cdot 10^{-8}$, 3 - $2,6 \cdot 10^{-8}$, 4 - $6 \cdot 10^{-9}$ Торр.

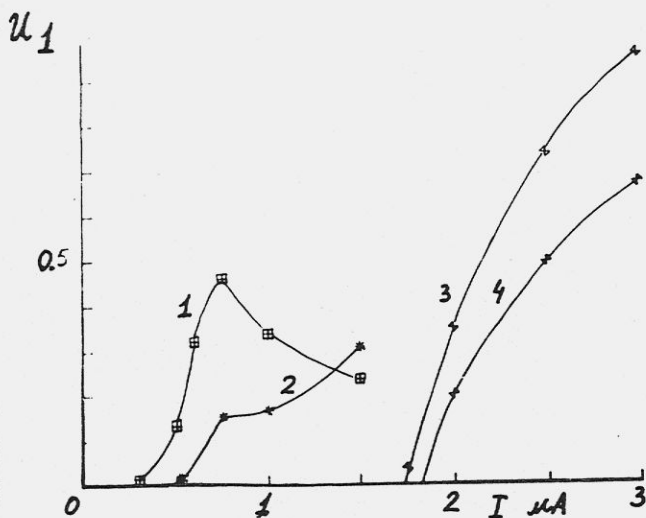


Рис.7.15. Амплитуда собственных поперечных колебаний компенсированного электронного пучка в зависимости от тока при различных потенциалах на коллекторе, не имеющем магнитной пробки: 1 - -30 В, 2 - 30 В, 3 - 100 В, 4 - 400 В. Энергия электронного пучка 400 эВ, диаметр 0,2 см, длина 3 м, магнитное поле 1000 Э

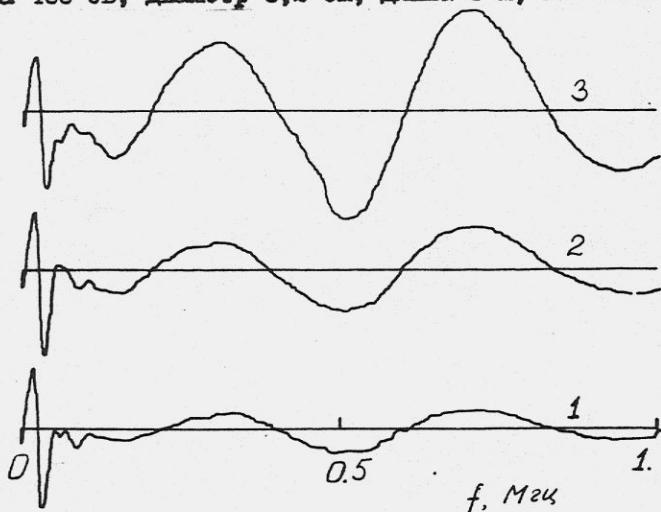


Рис.7.16. Влияние тока отраженных из коллектора электронов на спектр продольных колебаний компенсированного пучка. 1 - отраженный ток 0,4 мкА, 2 - 1 мкА, 3 - 2 мкА. Энергия электронного пучка 400 эВ, ток 3 мА, диаметр пучка 0,2 см, длина 3 м, магнитное поле 1000 Э.

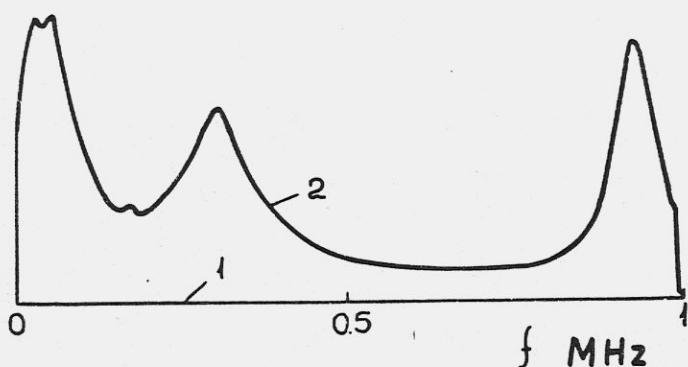


Рис.7.17. Влияние тока отраженных электронов на спектр колебаний компенсированного электронного пучка. Прямая 1 отвечает полному отсутствию поперечных колебаний при малом токе отражения из коллектора = 33 мкА, а кривая 2 демонстрирует развитие неустойчивости при токе отраженных электронов 280 мкА. Энергия электронного пучка 400 эВ, ток 20 мА, диаметр электронного пучка 0,14 см, магнитное поле основного соленоида 1000 Э.

было подавать напряжение для запираения медленных вторичных электронов.

При нулевом потенциале на коллекторе и энергии электронов 400 эВ наблюдались поперечные колебания при значении тока, превышающем 0,4 мА (плотность 12 мА/см^2). При этом потенциал коллектора существенно влиял на пороговое значение тока. На рис.7.15 показана зависимость амплитуды собственных поперечных колебаний в зависимости от значения электронного тока при различных напряжениях на коллекторе. При изменении потенциала от 0 до +100 В происходило резкое увеличение порогового тока до 1,7 мА при дальнейшем увеличении потенциала изменения порогового тока были незначительны (400 В, 1,8 мА). Такое поведение естественным образом связано со спектром вторичных электронов. Спектр вторичных элек-

тронов состоит из истинно вторичных электронов ($E < 50$ эВ) и отраженных электронов ($E > 50$ эВ). Отраженные электроны не могут эффективно запираются потенциалом на коллекторе и их доля составляет $0,2 \div 0,4$ от первичного пучка. Эффективный коллектор, подавляющий выход всего спектра вторичных электронов основан на совместном действии магнитной и электростатической пробок [5]. На рис.7.16 показано влияние тока потерь из коллектора на спектр продольных колебаний. Видно, что сравнительно малые токи потерь ~ 2 мкА существенно изменяют дисперсионные свойства этих колебаний в высокочастотной части спектра. На рис.7.17 показаны спектры собственных поперечных колебаний, измеренные для $J_e = 20$ мА ($j_e = 1,3$ А/см²), $H = 1000$ Э с одним и тем же коллектором, но при разных коэффициентах отражения вторичных электронов: $1 - \gamma_{отр} = 33$ мкА, 2 - $\gamma_{отр} = 280$ мкА. Отчетливо видно, что при хорошем запираии вторичных электронов поперечные колебания компенсированного пучка полностью отсутствуют. Обнаруженное затухание как продольных, так и поперечных волн в пучке связано, по-видимому, с малой ионной температурой. При распространении волн в такой плазме, состоящей из ионов с различными зарядами и массами $Z_i e$, M_i , возникает относительное движение ионов, так как скорость ионов, возбуждаемая в поле волны $E_0 e^{i\omega t}$, зависит от отношения $Z_i e / M_i$:

$$v_i = \frac{Z_i e}{M_i i\omega} E_0 e^{i\omega t}.$$

В результате взаимных столкновений ионов разной массы (точнее $Z_i e / M_i$) происходит диссипация энергии волны в тепловое движение. Величина, характеризующая эффективность парных столкновений - время ион-ионной релаксации зависит от температуры ионов T_i и равна [59]:

$$\tau_{ii}^{-1} = \frac{4\pi n_i e^4 Z_i^2}{T_i^{3/2} M_i^{1/2}}.$$

При превышении скорости когерентного движения (возбуждаемого волной) тепловых скоростей движения ионов релаксация может происходить не только в результате парных столкновений, но и за счет развития внутрипучковых неустойчивостей при взаимном движении потоков ионов. Характерные обратные времена такой релаксации могут приближаться к ионной плазменной частоте. Особенностью такого затухания является его уменьшение при возрастании температуры пучка.

В этом случае легко может быть понята зависимость затухания от амплитуды, так как при возрастании амплитуды возбуждения происходит более сильный нагрев ионов за время их существования в пучке. Можно, используя это предположение, оценить температуру ионов по виду зависимости затухания от амплитуды. На рис. 7.18 и 7.19 приведены зависимости амплитуды возбуждения продольной волны и ширины резонанса поперечных колебаний от амплитуды возбуждения. Видно, что свойства колебаний не меняются при малых амплитудах, а при возрастании амплитуды возбуждения затухание уменьшается как для продольного, так и для поперечного движения. Мощность, вносимая в пучок ионов при возбуждении продольной волны, равна:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{u^2}{4 \ln(R/\alpha)} \cdot v, \quad (7.37)$$

где u - амплитуда напряжения возбуждаемой волны, v - ее скорость (ω/k), R , α - радиус камеры и электронного пучка. Соответственно, мощность потерь энергии иона при его поперечных колебаниях в электронном пучке равна:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\omega_i^2 A_e^2 M}{2} Q \omega, \quad (7.38)$$

где ω_i - частота колебаний иона, A_e - амплитуда колебаний электронного пучка возбуждающих колебания ионов, $Q = \frac{\omega_i}{\Delta\omega}$ - доб-

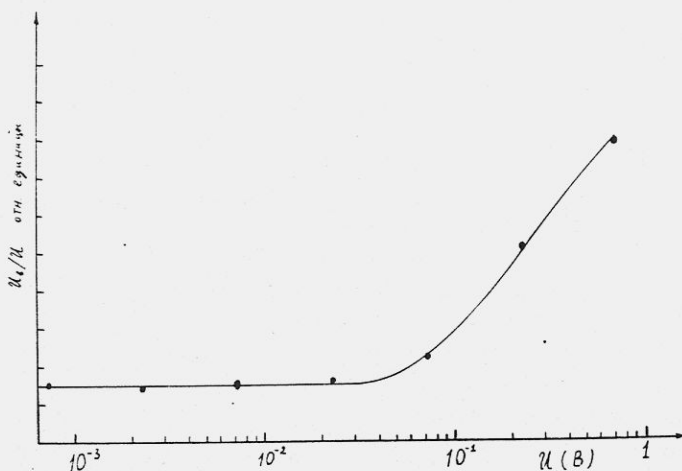


Рис.7.18. Зависимость отношения амплитуды продольной волны к амплитуде возбуждающего волну напряжения от амплитуды возбуждения. Энергия электронного пучка 35 кэВ, ток 0,3 А, диаметр пучка 1 см, длина 3 м

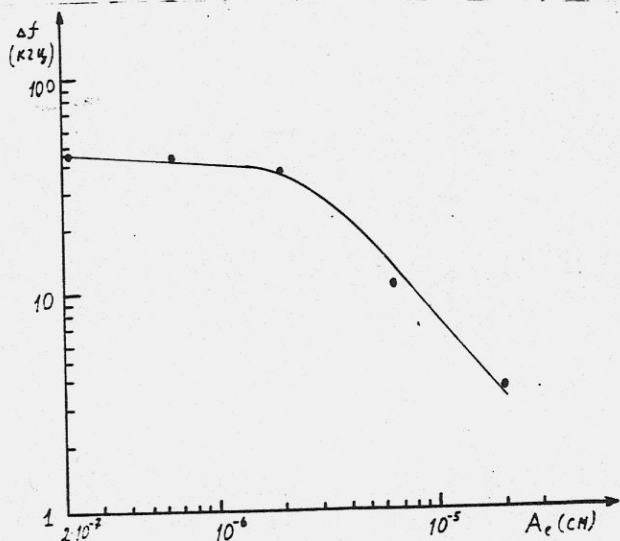


Рис.7.19. Зависимость ширины резонансной кривой поперечных колебаний компенсированного пучка от амплитуды колебаний электронного пучка на входе участка компенсации. Энергия электронного пучка 35 кэВ, ток 0,3 А, диаметр 1 см, длина 3 м, магнитное поле 1000 Э

ротность колебаний ионов, $\Delta\omega$ - ширина резонансной кривой. Предельные значения амплитуд возбуждения (U , A_e), при которых энергия, поступающая в ионный пучок за время жизни иона в пучке τ_k , успевает нагреть ионы до значений, сравнимых с "температурной" энергией T_i , определяются равенствами:

$$\frac{U^2}{4 \ln(R_0/a)} v \cdot \tau_k = T_i \pi a^2 n_i v \quad , \quad (7.39)$$

$$\frac{\omega_i^4 A_e^2 M}{4 \pi \Delta f} \tau_k = T_i .$$

Из рисунков 7.18, 7.19 видно, что продольные колебания увеличиваются в 2 раза при $U \approx 0,1$ В, а поперечные при $A_e = 5 \cdot 10^{-6}$ см ($\Delta f = 20$ кГц). Время компенсации в условиях экспериментов, приведенных на рис. 7.18, 7.19, составляло 0,1 сек, что позволяет оценить температуру ионов из равенств (3.39). (Плотность ионов $n_i = 2,17 \cdot 10^8$, $M_i \approx 10$ а.е.м.). Оба эти равенства дают неплохо согласующиеся значения температуры ионов $T_i \approx 0,05$ и $0,035$ эВ, что подтверждает вывод о низкой температуре ионов, сделанный из результатов измерения потенциала компенсированного пучка (см. 7.14а).

Экспериментально обнаруженная устойчивость длинных компенсированных электронных пучков с плотностью тока, заметно превышающей теоретический предел по возбуждению неустойчивости аксиально-несимметричных колебаний, открывает возможность использования таких пучков как для электронного охлаждения, так и для других целей. Для устойчивости пучка существенно наличие хорошего вакуума в установке и малого коэффициента отражения электронов от коллектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулируем основные результаты работы, описанных в части I отчета.

1. Экспериментально обнаружена возможность получения электронных пучков с малой температурой продольного движения электронов (в сопутствующей системе) при наличии продольного магнитного поля и электростатическом ускорении.

2. Реализованы условия, при которых тяжелые частицы (протоны) эффективно взаимодействуют с газом медленно движущихся ларморовских кружков. Для этого необходимо, чтобы возмущения прямолинейности движения ларморовских кружков, связанные с поперечными электрическими и магнитными полями, были достаточно малы.

3. Экспериментально исследована кинетика охлаждения протонов замагниченным электронным потоком и предложены эмпирические выражения для описания декрементов охлаждения и силы трения в условиях неполной замагниченности. Получены времена охлаждения протонов на энергии 65 МэВ: для бетатронного поперечного движения 50 мсек и продольного движения 10 мсек; при этом установившийся разброс импульсов для поперечного и продольного движения составил $\Delta p_{\perp} / p = 10^{-5}$, $\Delta p_{\parallel} / p = 10^{-6}$.

4. Вычислена сила трения в условиях замагниченности электронов в логарифмическом приближении.

5. Обнаружена существенная разница в кинетике охлаждения положительно и отрицательно заряженных частиц. Отрицательно заряженные частицы охлаждаются до равенства их температуры температуре движения ларморовских кружков. Положительно заряженные частицы испытывают дополнительную диффузию в поперечном направлении, связанную с образованием квази-связанных состояний с электронами.

6. Предложены и реализованы методы регистрации параметров охлажденных пучков.

7. Экспериментально обнаружено подавление дробовых шумов сильно охлажденного пучка внутри пучковым взаимодействием.

8. Проведен теоретический анализ продольного движения частиц в холодном пучке и вычислена форма спектра шумов пучка в условиях, когда основным механизмом движения флуктуаций вдоль пучка является распространение волн.

9. Экспериментально обнаружено появление упорядоченности частиц в сильно охлажденном пучке, приводящее к подавлению внутрипучкового рассеяния, с передачей энергии поперечного движения частиц в продольное движение.

10. Проведено исследование термализации электронного пучка при движении в магнитном поле.

11. Исследовано стационарное состояние компенсированного ионами электронного пучка и предложен новый механизм ухода ионов в поперечном к магнитному полю направлении.

12. Найдены условия, при которых сохраняется когерентная устойчивость компенсированного ионами электронного пучка.

В целом все эти результаты открывают качественно новые области в использовании электронного охлаждения как с точки зрения получения больших скоростей охлаждения, так и возможностей получения малых установившихся температур пучка (в содействующей системе). Это связано с тем, что от охлаждения частиц газом свободных электронов, имеющих температуру $T_{эф} \approx 1000 + 2000^\circ\text{K}$ (близкую к температуре катода), происходит переход к охлаждению газом медленно движущихся ларморовских кружков с эффективной температурой $T_{эф} \approx 1^\circ\text{K}$. Так как время охлаждения $\tau \sim 1/\Delta v^3$ (Δv - относительная скорость частиц и электронов), то такой переход $T_{эф} = 1000^\circ\text{K} \rightarrow T_{эф} = 1^\circ\text{K}$ соответствует уменьшению времени охлаждения в $\sim 3 \cdot 10^4$ раз (конечно, при условии, что скорость частиц $\Delta v_p \sim v_{эф}$).

В последнее время все большая часть информации по физике элементарных частиц получается из экспериментов на встречных пучках. Это детальное изучение семейства ψ , Υ -частиц, открытие и изучение W -бозонов, исследование кварковой структуры частиц и т.д. В этой связи развитие методов охлаждения и накопления частиц, определяющих возможности постановки экспериментов со встречными пучками, приобретает все большее значение. Интерес к экспериментам с очень монохроматическими пучками частиц существенно увеличился после обнаружения большого количества узких мезонных резонансов. Так, например, J/ψ -мезон имеет массу 3100 МэВ при ширине $\Delta E \approx 0,06$ МэВ. Электронное охлаждение замагниченным электронным потоком позволяет, в принципе, исследовать такого сорта резонансы с разрешением по энергии заметно меньше их ширины. Это могут быть эксперименты как на встречных пучках $p\bar{p}$, так и эксперименты в режиме сверхтонкой внутренней мишени. Важная для этих экспериментов особенность электронного охлаждения - это рост скорости охлаждения (мощности силы трения) при уменьшении разброса импульса в пучке Δp . Так как мощность диффузии на мишени практически не зависит от разброса импульсов ($\Delta p/p \ll 1$), то при мощности охлаждения, превышающей мощность диффузии на мишени, происходит охлаждение до малых разбросов, определяемых уже свойствами пучка и охлаждения. В результате это позволяет для достаточно плотных мишеней, требуемых при получении высокой светимости, иметь малые разбросы по импульсам в пучке тяжелых частиц. Слабая чувствительность электронного охлаждения к интенсивности накопленного пучка также позволяет существенно повышать светимость таких экспериментов, увеличивая накопленное число частиц.

Часть II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛИНЕЙНОГО ЭЛЕКТРОН-
НОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

В списке приведены условные обозначения, используемые во

II части отчета

e - заряд электрона

c - скорость света

m - масса электрона

M - масса иона H^+ (протона)

M_i - масса ионов компенсации пространственного заряда

B_0 - сопровождающее магнитное поле

V_0 - средняя скорость электронного и ионного пучков

\mathcal{E}_e - энергия электрона

\mathcal{E}_p - энергия иона

$v_e, v_{e\parallel}, v_{e\perp}$ - скорость электрона в сопровождающей системе отсчета и ее продольная и поперечная по отношению к магнитному полю компонента

$v_p, v_{p\parallel}, v_{p\perp}$ - скорость иона H^+ в сопровождающей системе отсчета и ее продольная и поперечная по отношению к магнитному полю компонента

$F, F_{\parallel}, F_{\perp}$ - сила трения и ее продольная и поперечная по отношению к магнитному полю компонента

n_e - плотность электронов в электронном пучке

I_e, j_e - ток и плотность тока в электронном пучке

I_p, j_p - ток и плотность тока в электронном пучке

T_{\parallel}, T_{\perp} - продольная и поперечная температура электронов

Ω_e - ларморовская частота вращения электронов

ω_{pe} - плазменная частота в электронном потоке

λ - декремент охлаждения

l_c - длина охлаждения

$L_k = e n (r_{max}/r_{min})$ - кулоновский логарифм

§ П.1. Длина охлаждения и минимальные температуры.

Максимально достижимая в электронном охлаждении сила трения определяется средней макроскопической напряженностью электрического поля в электронном пучке.

$$F_{\max} \approx C e^2 n_e^{2/3} \quad (\text{П.1})$$

где C - некоторая константа порядка единицы. Максимум трения достигается при уменьшении разницы скоростей ионов и электронов ($|\vec{v}_p - \vec{v}_e|$) до величины порядка $(e^2 n_e^{2/3} / m)^{1/2}$. При дальнейшем уменьшении разницы скоростей величина силы трения начинает уменьшаться. Таким образом для получения максимальной величины силы трения необходима продольная температура электронов не превышающая

$$T_e = e^2 n_e^{1/3} \quad (\text{П.2})$$

В этом случае при $v_p \gg v_{\text{н}}, v_e$ поведение силы трения описывается выражениями (I.22, стр I9), при $v_p \approx v_e$ сила трения достигает максимума и обращается в нуль при $v_p = 0$.

Процесс охлаждения удобно характеризовать величиной декремента затухания скоростей протонов:

$$\lambda_i = - \frac{1}{v_{pi}} \frac{dv_{pi}}{dt} \quad (\text{П.3})$$

где v_{pi} - средний по ансамблю частиц квадрат i - той компоненты скорости ионов. Для линейного охлаждения из основных характеристик является длина охлаждения:

$$l_{ei} = v_0 / \lambda_i \quad (\text{П.4})$$

которая, в конечном счете, определяет полную длину установки. Здесь

v_0 - скорость пучков в лабораторной системе. Максимум декремента достигается при $v_p \approx v_e$,

$$\lambda_{\max} \approx \frac{F_{\max}}{M v_e} \approx \frac{m}{\sqrt{4\pi} M} \omega_{pe} \quad (\text{П.5})$$

а соответствующая длина охлаждения будет равна:

$$l_e \approx \frac{\sqrt{4\pi} M v_0}{m \omega_{pe}} \quad (\text{П.6})$$

Откуда при плотности электронов $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ получим $l_e = 35 \text{ м}$.

Именно резкое увеличение силы трения в случае "замагниченных" столкновений (быстрое охлаждение) позволяет производить охлаждение ионов за один пролет участка охлаждения.

Как показано в части I настоящего отчета при охлаждении отрицательно заряженных частиц "замагниченным" электронным потоком конечная температура охлажденного ионного пучка определяется продольной температурой электронов. При электростатическом ускорении электронного пучка его продольная температура на участке охлаждения (см. Гл.VI) будет порядка:

$$T_{||} \sim T_e \equiv e^2 n_e^{1/3} \quad (\text{П.7})$$

что соответствует разбросу импульсов ионов равному:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \sqrt{\frac{e^2 n_e^{1/3}}{2 \mathcal{E}_p}} \quad (\text{П.8})$$

Здесь \mathcal{E}_p - кинетическая энергия иона. При энергии ионов H^- порядка I МэВ и плотности электронов $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ это дает разброс импульсов $\Delta p/p_e = 8 \cdot 10^{-6}$.

Требование, чтобы конечная поперечная температура охлажденного пучка ионов определялась самим процессом охлаждения (см.П.8)

$$v_{min} \lesssim \sqrt{\frac{e^2 n^{1/3}}{M}} \quad (\text{П.9})$$

определяет необходимую степень компенсации:

$$1 - k \lesssim \frac{v_0}{2\pi n_e e R} \sqrt{\frac{e^2 n_e^{1/3}}{M c^2}} \quad (\text{П.10})$$

Для параметров установки линейного электронного охлаждения это соответствует $(1 - k) \lesssim 4 \cdot 10^{-3}$ при токе электронного пучка 7 мА.

Ниже рассматриваются методики измерения эффекта охлаждения, приводятся и обсуждаются основные экспериментальные результаты по изучению взаимодействия ионов H^- с электронным пучком. Длина участка была выбрана 2,5 м, что составляет примерно одну десятую часть от длины охлаждения (расстояния на котором разброс ионов уменьшается в e раз). Поэтому относительное изменение разброса

импульсов в пучке ионов H^- было мало, и для регистрации эффекта охлаждения требовалась высокая точность измерений.

§П.2. Постановка эксперимента по измерению продольной силы трения.

Измерение продольной силы трения производилось по изменению энергии пучка отрицательных ионов после прохождения участка охлаждения. Относительная величина изменения энергии ионов мала ($\delta\varepsilon_p/\varepsilon_p \lesssim 5 \cdot 10^{-4}$) и сравнима со стабильностью ускоряющего напряжения инжектора ионов. Поэтому потребовались специальные меры для выделения полезного сигнала на фоне шумов ускоряющего напряжения.

На первом этапе экспериментов для этого использовалось синхронное детектирование (см. рис. П.1). На катод электронной пушки подается переменное напряжение с частотой 270 Гц и амплитудой 0.2 ± 0.5 В. Возникающая при этом модуляция энергии электронов приводит к модуляции продольной силы трения действующей на ионы H^- со стороны электронного пучка. При малой амплитуде модуляции энергии электронов величина модуляции силы трения будет пропорциональна амплитуде модуляции энергии электронов и производной продольной силы трения по скорости. Модуляция продольной силы трения приводит к модуляции энергии ионов H^- . Изменение энергии ионов регистрируется в спектрометре при помощи датчика отклонения энергии. Сигнал с датчика отклонения энергии вместе с сигналом опорного генератора подается на аналоговый перемножитель. Выходное напряжение перемножителя фильтруется и измеряется интегрирующим вольтметром (АЦП). Таким образом при постоянной амплитуде переменного напряжения на катоде величина сигнала измеряемого АЦП будет пропорциональна производной силы трения по скорости. Сканируя по энергии электронов (при неизменной энергии ионов) получим зависимость производной силы трения от энергии электронов, или что тоже самое зависимость производной от

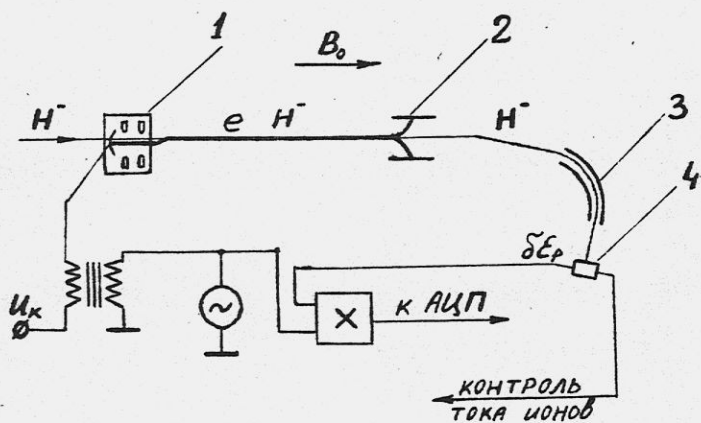


Рис.П.І. Схема эксперимента по измерению продольной силы трения при помощи синхронного детектирования:
 1 - электронная пушка, 2 - коллектор электронов,
 3 - спектрометр, 4 - датчик отклонения энергии.

разницы скоростей ионов и электронов. Диапазон сканирования обычно выбирался 10–30 В и был разбит на 256 точек. Одно сканирование занимает около 2 минут. Для улучшения отношения сигнал-шум обычно проводилось несколько сканирований результаты которых суммировались. Процесс измерений был полностью автоматизирован. Типичный пример зависимости сигнала с синхронного детектора от энергии электронов приведен на рис. П.2. Численное интегрирование этой зависимости позволяет получить зависимость силы трения от разницы скоростей пучков. К сожалению хорошее отношение сигнал-шум получается при достаточно большой модуляции энергии электронов (порядка 0.5 В, что сравнимо с характерной шириной сигнала по энергии). Это приводит к сглаживанию сигнала с синхронного детектора и сильно затрудняет восстановление по нему зависимости силы трения от скорости.

Попытка производить сканирование без синхронного детектора не принесла заметного успеха: за несколько часов набора статистики удавалось только выделить эффект на уровне шума. Это связано с небольшой скоростью сканирования и соответствующим "замазыванием" эффекта от взаимодействия с электронным пучком медленными уходами энергии ионов, амплитуда которых больше быстрых колебаний энергии электростатического ускорителя. Пусть за время измерения T_0 проводится N последовательных сканирований длительностью $T = T_0/N$, результаты которых суммируются и сумма делится на N . Тогда после усреднения дисперсия шумового напряжения будет:

$$\overline{\delta U^2} = \frac{1}{N} \int_0^{\infty} d\omega \overline{U_{\omega}^2} \frac{\sin^2(\omega T_0/2N\pi)}{(\omega T_0/2N\pi)^2} \left(1 - \frac{\sin^2(\omega T_0/2N)}{(\omega T_0/2N)^2}\right). \quad (\text{П.11})$$

Для оценки выберем спектральную плотность шумового напряжения на входе АЦП в следующем виде:

$$\overline{U_{\omega}^2} = \begin{cases} \overline{U_{\omega_0}^2} & , \quad \omega > \omega_r \\ \overline{U_{\omega_m}^2} + \overline{U_{\omega_0}^2} & , \quad \omega \leq \omega_r \end{cases} \quad (\text{П.12})$$

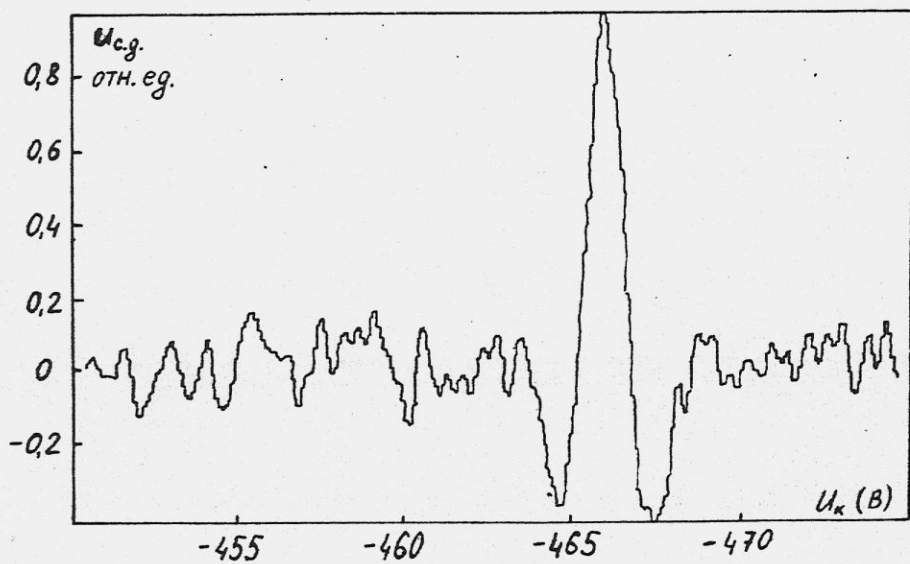


Рис. П. 2. Зависимость выходного сигнала синхронного детектора (перемножителя) от энергии электронного пучка. Ток электронов $I_e = 34$ мА.

Подставляя (П.12.) в (П.11) получим:

$$\overline{\delta u^2} \approx \frac{1}{T_0} \left\{ 2n \overline{u_{\omega}^2} + \frac{1}{12} \left(\frac{T_0 \omega_r}{N} \right)^3 \overline{u_{\omega m}^2} \right\}, \quad \frac{T_0 \omega_r}{N} < 1. \quad (\text{П.13})$$

Здесь n - число точек измерения за одно сканирование. Первое слагаемое в (П.13) соответствует широкополосному "белому" шуму и не зависит при заданном времени измерения от числа сканирований.

Второе слагаемое соответствует низкочастотным уходам энергии ионов и, как видно из (П.13), его вклад быстро уменьшается с увеличением скорости сканирования. Основное ограничение на увеличение скорости сканирования накладывает размер полосы пропускания датчика отклонения энергии F_g . В этом случае минимальное время одного сканирования определяется следующим выражением:

$$T = n / F_g \quad (\text{П.14})$$

При $n = 512$ и $F_g \approx 5$ кГц минимальное время сканирования будет ~ 0.1 сек.

На рис. П.3 приведена схема эксперимента по прямому измерению продольной силы трения. В разрыв между стабилизированным источником питания катода и катодом включен источник пилообразного напряжения, который по импульсу запуска выдает линейно растущее напряжение амплитудой 20 В и регулируемой скоростью нарастания напряжения. Обычно используется скорость нарастания соответствующая длительности импульса 0.2 сек. Одновременно с запуском источника пилообразного напряжения запускается цифровой осциллограф (АЦП - IOIM), фиксирующий зависимость от времени выходного напряжения датчика отклонения энергии. Чтобы выделить полезный сигнал на фоне шума пучка производится большое количество сканирований, результаты которых суммируются. Подавление наводок с частотой питающей сети производится следующим образом. Запуск измерений "привязывается к фазе сети" с регулируемой от ЭВМ задержкой. После каждых пяти сканирований задержка увеличивается на $1/12$ периода сети, таким образом 60 сканирований составляют один проход, в котором подавляются сетевые наводки до четвертой гармоники (включительно). Обычно одно измере-

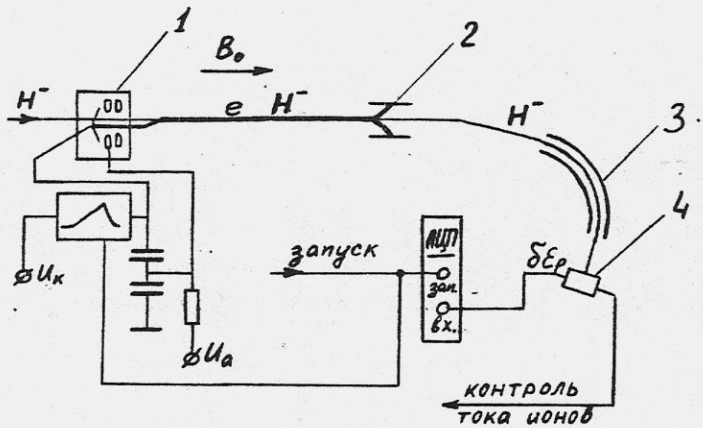


Рис. П.3. Схема эксперимента по измерению продольной силы трения быстрым сканированием энергии электронов: 1 - электронная пушка, 2 - коллектор электронов, 3 - спектрометр, 4 - датчик отклонения энергии.

ние состоит из пяти проходов и занимает около 2 минут. На рис. П.4 приведен пример полученной таким образом зависимости изменения энергии ионов от энергии электронов, или с точностью до коэффициентов зависимости продольной силы трения от разницы скоростей пучков.

Калибровка датчика отклонения энергии проводится следующим образом. Напряжение спектрометра U_{cn} изменяется на малую величину δU_{cn} , что приводит к изменению выходного напряжения датчика отклонения энергии на величину δU_g . Пусть при измерении силы трения сигнал с датчика отклонения энергии равен U , тогда изменению энергии ионов соответствующее этому сигналу определяется следующим выражением:

$$\frac{\delta \Sigma_p}{\Sigma_p} = U \frac{\delta U_{cn}}{\delta U_g U_{cn}} \quad (\text{П.15})$$

При сканировании по энергии электронов вместе с энергией электронов изменяется ток электронного пучка. Если время сканирования меньше или порядка накопления ионов компенсации ($0.1 + 1$ с), то изменение тока электронов будет приводить к возникновению некомпенсированного заряда электронного пучка. Электрическое поле этого заряда воздействует на пучок ионов H^- синхронно с изменением энергии электронов и приводит к смещению пучка на входной щели спектрометра. Этот эффект можно существенно уменьшить, если синхронно с изменением напряжения на катоде изменять напряжение на первом аноде электронной пушки, таким образом чтобы плотность электронов оставалась постоянной. При медленном сканировании это осуществляется одновременной перестройкой напряжений на катоде и аноде. При быстром сканировании для этого используется емкостной делитель (см. рис. П.3).

Возникновение пробоя электростатического ускорителя во время измерения может приводить к недостоверности измерения и, вообще говоря, требует его повторения. Чтобы избежать этого, то есть исключить потерю уже накопленной до пробоя информации, измерение приостанавливается на время пробоя и продолжается после восстановления напряжения

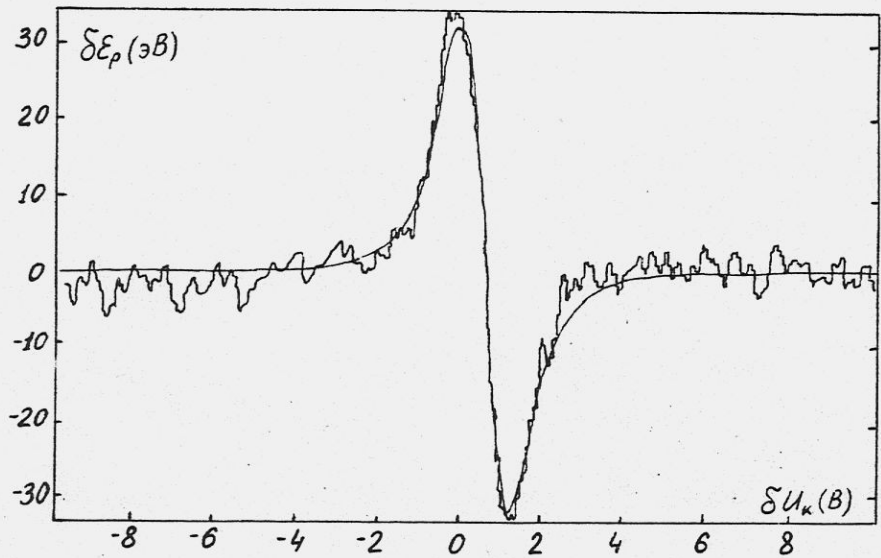


Рис. П.4. Зависимость изменения энергии ионов от энергии электронов, полученная при помощи быстрого сканирования и подгонка методом наименьших квадратов к этой зависимости выражения (П.16). Ток электронов 2.8 мА.

электростатического ускорителя. Контроль режима электростатического ускорителя осуществляется регистрацией тока ионов в спектрометре. Пробой в электростатическом ускорителе приводит к изменению энергии ионов и исчезновению пучка ионов как на участке охлаждения, так и в спектрометре. При уменьшении тока ионов в спектрометре ниже порогового срабатывает реле, состояние контактов которого контролируется счетчиком двоичных СДС-16 и измерения приостанавливаются до восстановления тока ионов в спектрометре. Такой контроль существенно облегчает проведение очень длительных измерений из-за большой вероятности пробоя электростатического ускорителя за время измерения, а также снимает с оператора обязанность следить за возникновением пробоев во время измерения.

§П.3. Результаты экспериментов по измерению продольной силы трения.

Зависимость величины продольной силы трения (изменения энергии ионов) хорошо согласуется со следующей эмпирической формулой:

$$F(\delta\xi_e) = F_{\max} \frac{25\sqrt{5} \Delta E_0^4 \delta\xi_e}{16 (\Delta E_0^2 + \delta\xi_e^2)^{5/2}} \quad (\text{П.16})$$

являющейся аналогом выражения (I.22, стр I9). Здесь: F_{\max} — максимальная величина силы трения, $\delta\xi_e$ — отклонение энергии электронов от равновесной, ΔE_0 — характерная энергетическая ширина. На рис. П.4 приведен пример экспериментально измеренной зависимости величины продольной силы трения от изменения энергии электронов и соответствующая подгонка методом наименьших квадратов к выражению (П.16). В дальнейшем для характеристики продольной силы трения мы будем использовать параметры входящие в (П.16) и определяемые подгонкой по методу наименьших квадратов.

На рис. П.5 приведена зависимость максимума продольной силы трения от тока электронного пучка. Для сравнения здесь же приведена

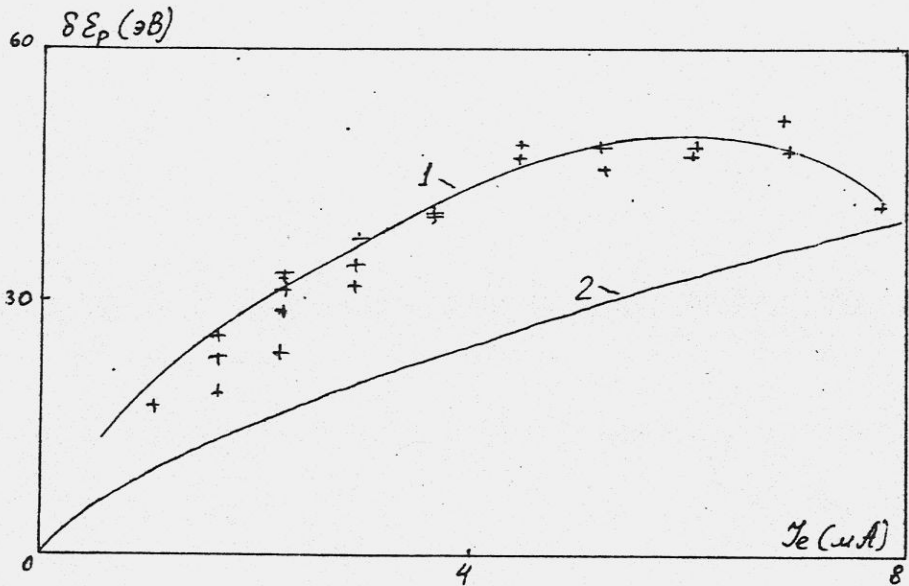


Рис. П.5. Зависимость максимума продольной силы трения от тока электронного пучка (кривая 1) и расчет по формуле (П.1) — (кривая 2).

зависимость от тока максимальной теоретически достижимой силы трения в соответствии с выражением (П.1), где неизвестную константу мы положим равной 1. При небольших токах электронного пучка зависимость максимума силы трения качественно согласуется с выражением (П.1) и величина силы трения даже несколько превышает "теоретический предел". С увеличением силы тока кривая выходит на насыщение и при токе больше 5 мА начинает уменьшаться. Уменьшение силы трения с ростом тока электронного пучка объясняется действием следующих факторов, относительный вклад которых трудно отделить. Первое - резкое нарастание продольной температуры электронов по длине пучка обусловленное внутренними столкновениями в электронном потоке при токе электронного пучка больше 3.5 мА (см. Гл.У1). Второе - отсутствие полной компенсации пространственного заряда электронного пучка (см. Гл.У2). Это приводит к дефокусировке пучка ионов H^+ радиальным электрическим полем и выталкиванию ионов из электронного пучка при токе электронов больше 3-6 мА (в зависимости от условий компенсации). При токе электронов превышающем 7 мА ионный пучок раздувался так сильно, что эффект охлаждения не удавалось наблюдать из-за резкого уменьшения тока ионов в спектрометре.

Максимальная величина продольной силы трения полученная на установке линейного электронного охлаждения (30 эВ/м) больше чем на порядок превышает силу трения полученную на установке НАП-М (0,75 + 1,5 эВ/м) [24]. Такое увеличение силы трения обусловлено следующими причинами. Повышением плотности электронов ($2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \rightarrow 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$). Увеличением магнитного поля на участке охлаждения (1 кГс \rightarrow 3 кГс) и соответствующим увеличением вклада "замагниченных" столкновений при взаимодействии иона с электронным потоком. Но, по-видимому, самое главное: это более высокая однородность магнитного поля и соответственно меньшие возмущения поперечной скорости электронов ($2 \cdot 10^6 \text{ см/сек} \rightarrow 1.4 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$).

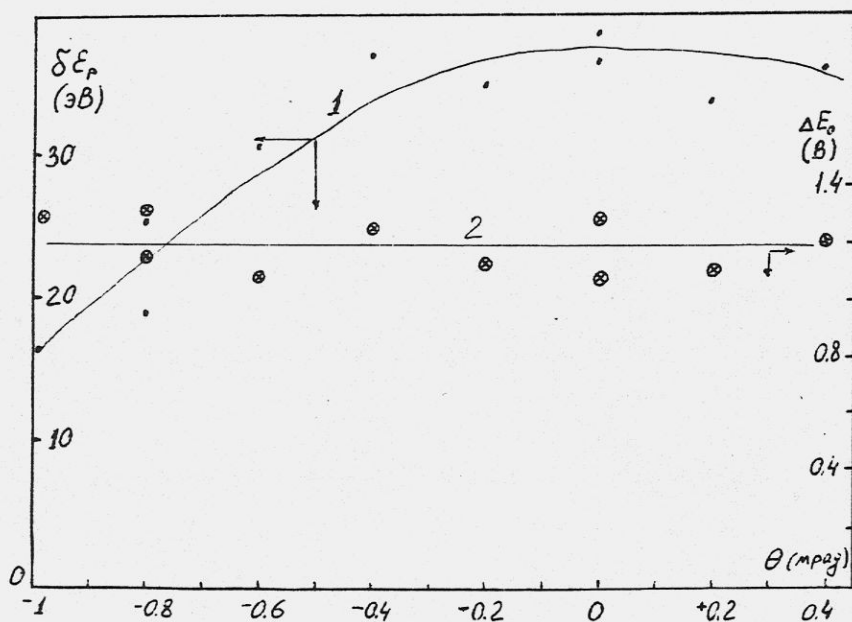


Рис. П.6. Зависимость максимума продольной силы трения (кривая 1) и характерной энергетической ширины (кривая 2) от угла ионного пучка (от поперечной скорости ионов). Ток электронов 3.2 мА.

На рис. П.6 приведена зависимость максимума силы трения от поперечной скорости пучка ионов. Сила трения начинает уменьшаться при поперечной скорости ионов порядка 10^6 см/сек, что соответствует отклонению ионов от оси на угол ≈ 1 мрад. Величина этого угла по порядку величины совпадает как с угловой расходимостью ионного пучка, так и с относительным разбросом продольных скоростей в электронном пучке $\delta v / 2v_e$, известным из экспериментов по температурной релаксации и при токе электронов 3.2 мА равным $6 \cdot 10^3$. Из-за дефокусирующего действия радиального электрического поля электронного пучка угловая расходимость пучка ионов на участке охлаждения, вообще говоря, зависит от тока электронов. В отсутствие электронного пучка угловая расходимость ионного пучка была ≈ 0.5 мрад, а диаметр менее 1 мм. При увеличении тока электронов до 5 мА угловая расходимость по-видимому не превышала 1 мрад. Градиентом продольной скорости электронов по радиусу за счет "провисания" потенциала к оси электронного пучка в большинстве случаев можно было пренебречь.

Другой важной характеристикой продольной силы трения является характерная энергетическая ширина. При малом разбросе скоростей электронов и ионов она определяется средней энергией взаимодействия электронов между собой $e^2 n_e^{1/3}$ (см. § П.1), а с увеличением разброса скоростей — продольной температурой электронов и угловой расходимостью ионного пучка. На рис. П.7 приведена зависимость характерной энергетической ширины от тока электронного пучка. Для сравнения там же показаны зависимость от тока $T_c = e^2 n_e^{1/3}$ и продольной температуры электронов в конце участка охлаждения. Видно, что зависимость от тока характерной энергетической ширины является очень слабой и, по-видимому, определяется величиной $\approx e^2 n_e^{1/3}$. В отличие от максимума силы трения, уменьшающегося при увеличении разницы поперечных скоростей пучков, увеличения характерной энер-

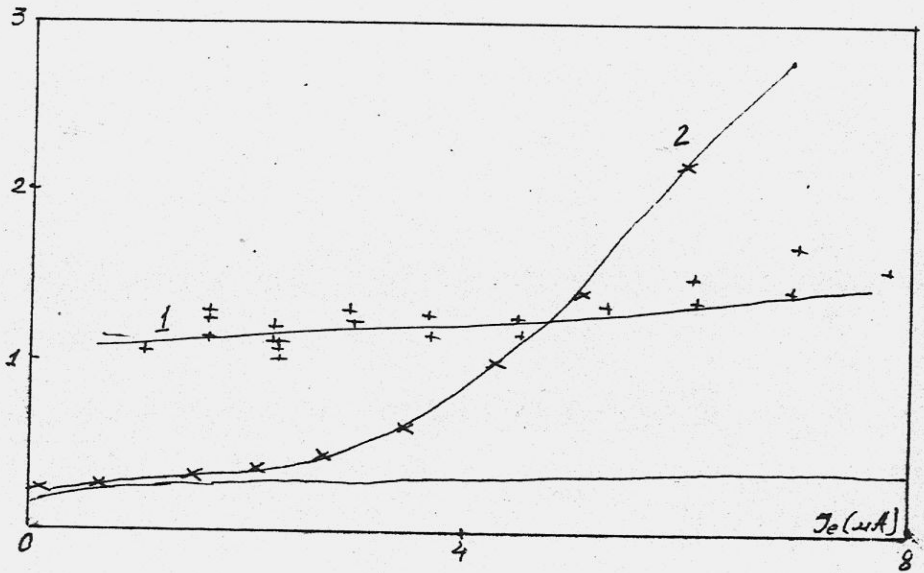


Рис.П.7. Зависимость характерной энергетической ширины (кривая 1), продольной температуры электронов в конце участка охлаждения (кривая 2) и характерной температуры $T_c = e^2 n_e^{1/3}$ от тока электронного пучка.

гетической ширины с увеличением разницы поперечных скоростей не наблюдалось (см. рис. П.6).

Максимальный декремент охлаждения продольной температуры пучка ионов, определяемый по экспериментальным данным следующим выражением

$$\lambda_{II} = \frac{25\sqrt{5}}{16} \frac{m F_{max}}{M \Delta E_0} V_0, \quad (\text{П.17})$$

и справедливый при малой относительной скорости ионов, составляет $7 \cdot 10^5 \text{ сек}^{-1}$, что соответствует длине охлаждения $\ell_c = v_0 / \lambda_{II} = 18 \text{ м.}$

§ П.4. Измерение поперечной силы трения.

Низкая степень компенсации пространственного заряда электронного пучка, полученная в описываемых экспериментах, ограничивает возможности изучения охлаждения поперечных скоростей при больших токах электронного пучка из-за сильного дефокусирующего действия радиального электрического поля на ионы H^- . Поэтому эксперименты по изучению охлаждения поперечных степеней свободы проводились при относительно небольшом токе электронного пучка ($\sim 3 \text{ мА}$).

Чтобы "исключить" дефокусирующее действие пространственного заряда электронного пучка на результаты измерений декрементов поперечного охлаждения, изучалось затухание внешнего возмущения поперечных скоростей ионов H^- при взаимодействии с электронным пучком. Возмущение поперечных скоростей ионов создавалось при помощи электростатического корректора, находящегося перед входом пучка ионов в соленоид, на который подавалось переменное напряжение с частотой 270 Гц и амплитудой $\approx 20 \text{ В}$ (см. рис. П.8). Это приводило к модуляции в вертикальной плоскости поперечного угла ионов на

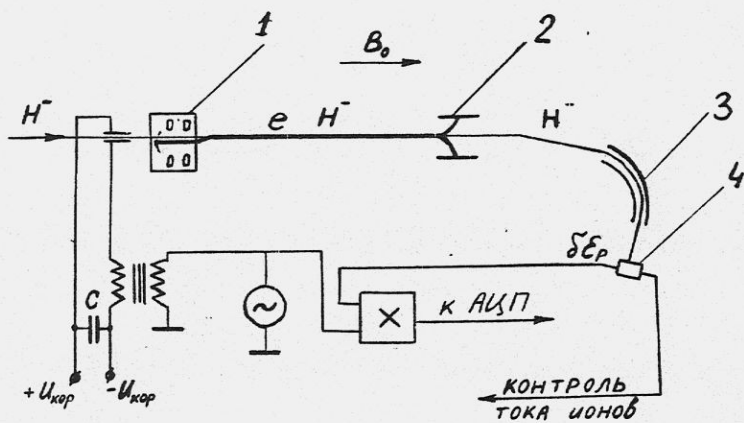


Рис. П.8. Схема измерения декремента затухания поперечных скоростей.

участке охлаждения на величину порядка $2 \cdot 10^{-4}$ рад. Регистрация вертикальных смещений ионного пучка после выхода из соленоида осуществлялась при помощи спектрометра. Это можно было сделать благодаря конструктивным особенностям спектрометра, пластины которого были расположены не параллельно. Это приводило к градиенту электрического поля по вертикали и, соответственно, к зависимости радиуса поворота ионов (при заданной энергии) от вертикального положения ионного пучка. То-есть, вертикальные смещения ионного пучка на входе спектрометра приводили как к вертикальным, так и горизонтальным смещениям в плоскости датчика отклонения энергии. Регистрация горизонтальных смещений пучка осуществлялась при помощи синхронного детектирования аналогично экспериментам по измерению продольной силы трения.

На рис.П.9 показана зависимость величины сигнала поперечных колебаний (на выходе синхронного детектора) от энергии электронного пучка. Для сравнения там же приведена зависимость производной продольной силы трения от энергии электронов, которая позволяет установить энергию электронов, при которой совпадают скорости ионного и электронного пучков. Видно, что при совпадении скоростей пучков наблюдается уменьшение сигнала поперечных колебаний, что соответствует затуханию внешнего возмущения за счет поперечной силы трения. Величина затухания составляет порядка 10% от величины сигнала. Это при известной длине участка охлаждения ≈ 2 м определяет длину охлаждения поперечных скоростей ≈ 20 м, что хорошо совпадает с длиной охлаждения продольных скоростей. Характерная энергетическая ширина зависимости также хорошо совпадает с шириной для продольной силы трения. Общий наклон кривой на рис.П.9 со смещением ионного пучка на входе спектрометра при изменении тока электронов за счет изменения электрического поля пространственного заряда электронного пучка.

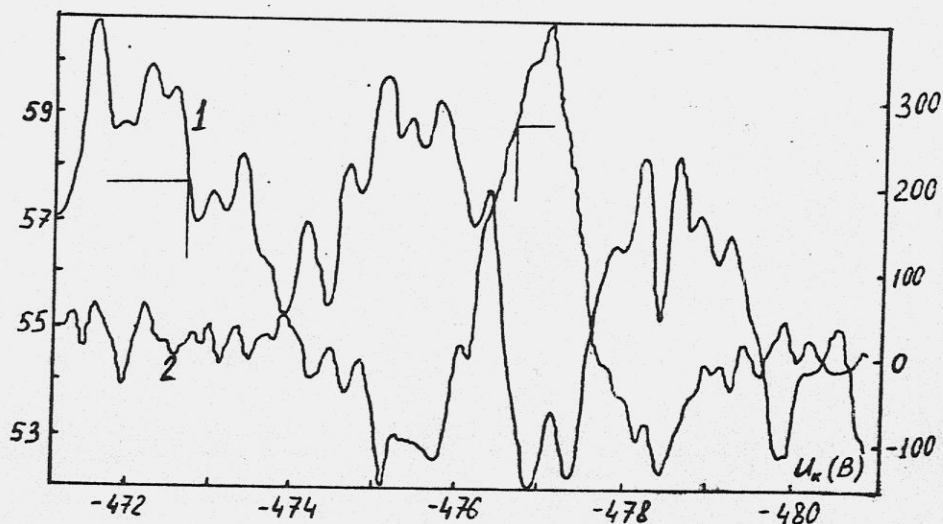


Рис.П.9. Зависимость сигнала поперечных колебаний ионов на выходе синхронного детектора (кривая 1) и сигнала синхронного детектора при модуляции энергии электронов (кривая 2) от энергии электронов. Ток электронов 3 мА.

Другим важным экспериментом была демонстрация непосредственного охлаждения поперечных скоростей. Для регистрации охлаждения использовались нейтральные атомы водорода, которые образуются на участке охлаждения за счет столкновений ионов H^+ с ионами, компенсирующими пространственный заряд электронного пучка. Эффективность перезарядки определяется следующим выражением:

$$\frac{\delta N_a}{\delta N_i} = \sigma \ell_c n_i \quad (\text{П.18})$$

где: ℓ_c - длина участка охлаждения, σ - среднее сечение перезарядки, n_i - плотность ионов компенсации. Полагая сечение перезарядки $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при токе электронов $I_e = 3 \text{ мА}$, получим $\delta N_a/N_i = 5 \cdot 10^{-5}$. Проведенные измерения степени перезарядки дают величину порядка $1.8 \cdot 10^4$.

При перезарядке $H^+ \rightarrow H^0$ нейтральные атомы получают дополнительный угол

$$\delta \theta_a \approx \sqrt{\frac{I}{\varepsilon_p} \frac{m}{M}}, \quad (\text{П.19})$$

где I - потенциал ионизации. Величина этого угла составляет порядка $2 \cdot 10^{-5}$ рад и в большинстве случаев ей можно пренебречь.

Схема эксперимента по измерению уменьшения поперечных скоростей приведена на рис. П.10. Часть ионов H^+ перезарядается в нейтральные атомы водорода, которые после выхода из соленоида проходят расстояние 12.5 м и попадают в полупроводниковый счетчик. Размер чувствительной зоны счетчика ($\sim 1 \text{ см}$) несколько меньше поперечного размера пучка ионов H^+ на счетчике. Поэтому уменьшение поперечного размера пучка (или, что в данном случае тоже самое, его угловой расходимости) будет приводить к увеличению скорости счета атомов в полупроводниковом счетчике.

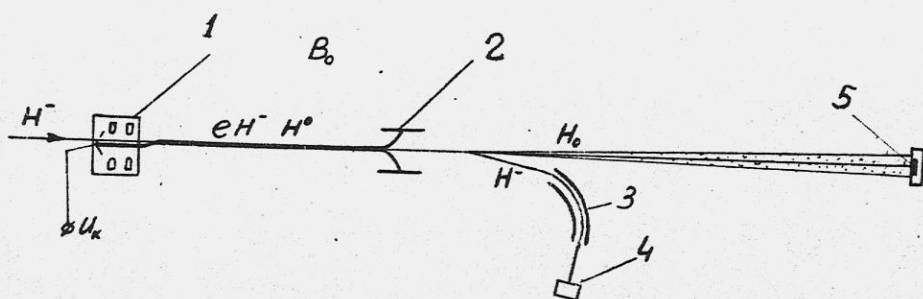


Рис.П.10. Схема эксперимента по измерению уменьшения поперечных скоростей. 1 - пушка, 2 - коллектор^{тор} электронов, 3 - спектрометр, 4 - датчик отклонения энергии, 5 - позиционно-чувствительный датчик.

На рис. П. II приведена зависимость скорости счета нейтральных атомов от энергии электронного пучка. Видно, что при совпадении скоростей пучков скорость счета увеличивается, что соответствует уменьшению угловой расходимости пучка ионов H^- на участке охлаждения. Величина эффекта $\delta N_a / N_a = 1.3 \cdot 10^{-2}$ заметно меньше ожидаемого, что по-видимому связано с небольшой разницей размеров чувствительной зоны счетчика и пучка на нем, а так же, возможно, с плохой степенью компенсации пространственного заряда электронного пучка.

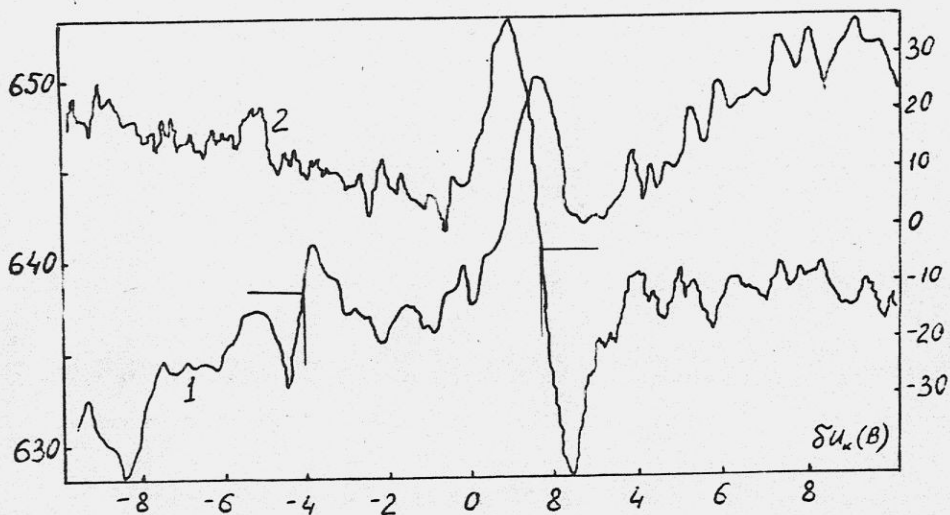


Рис. П. II. Зависимость скорости счета нейтральных атомов от энергии электронного пучка. (кривая 1) и зависимость продольной силы трения (кривая 2).

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Разработана и изготовлена установка линейного электронного охлаждения.

2. Разработана система автоматизации эксперимента с помощью ЭВМ и соответствующее программное обеспечение.

3. Разработан и изготовлен соленоид, имеющий высокую однородность магнитного поля ($B_{\perp}/B_0 < 10^{-4}$). Предложен и осуществлен метод измерения однородности этого поля.

4. Исследованы процессы релаксации продольной температуры в электронном пучке. Показано, что, применяя достаточно сильное сопровождающее электронный пучок магнитное поле, можно подавать увеличение продольной температуры за счет внутрипучкового рассеяния электронов. Продольная температура в этом случае определяется продольно-продольной релаксацией и составляет порядка $e^2 n^{1/3}$.

5. Исследован процесс компенсации пространственного заряда электронного пучка ионами остаточного газа. Разработаны методы измерения степени компенсации. Измерения различными способами дают согласующиеся между собой и взаимно дополняющие друг друга данные.

6. Исследованы зависимость силы трения в электронном охлаждении от тока электронов и разницы скоростей электронов и ионов. Получено согласие экспериментальных данных с теоретическими представлениями.

В результате проведенных экспериментов по изучению линейного электронного охлаждения была продемонстрирована возможность его экспериментального осуществления и получены очень интересные данные и физике электронного охлаждения замагниченным электронным

лучком. Максимальная величина силы трения больше чем на порядок превышала силу трения, полученную на установке НАП-М и была близка к теоретическому пределу определяемому средней микроскопической напряженностью электрического поля в плазме $F_{max} = e^2 n^{2/3}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Будкер Г.И. Эффективный метод демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных накопителях. - Атомная энергия, 1967, т.22, № 5, с.346-348.
2. Дербенёв Я.С., Скринский А.Н. Кинетика электронного охлаждения пучков в накопителях тяжелых частиц. - Новосибирск, 1968. - (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 225); Particle Accelerators, 1977, vol. 8, p. 1-20.
3. Будкер Г.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пономаренко В.Г., Попов С.Г., Салимов Р.А., Скринский А.Н., Смирнов Б.М. Электронный пучок для экспериментов по электронному охлаждению. - В кн.: Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 1970, - М.: Наука, 1972, т.1, с.31.
4. Арештам А.И., Мешков И.Н., Пономаренко В.Г., Салимов Р.А., Скринский А.Н., Файнштейн В.Г. Электронный пучок с рекуперацией энергии частиц. - ЖТФ, 1971, т.41, № 2, с.336-338.
5. Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Паркомчук В.В., Салимов Р.А., Скринский А.Н., Файнштейн В.Г. Глубокое торможение электронного пучка в системе с продольным магнитным полем. - ЖТФ, 1976, т.46, № 8, с.1678-1686.
6. Мешков И.Н. Электронный пучок для демпфирования колебаний тяжелых частиц в накопителях: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. - Новосибирск, 1975. - 190 с.
7. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Медведко А.С., Мешков И.Н., Паркомчук В.В., Пестриков Д.В., Пономаренко В.Г., Салимов Р.А., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Установка для экспериментов по электронному охлаждению. - В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, (Москва, 1974). - М.: Наука, 1975, т.2, с.304.

8. Анашин В.В., Будкер Г.И., Будушев А.Ф., Диканский Н.С., Королев Ю.А., Кот Н.Х., Куделайнен В.И., Кушнир В.И., Лившиц А.А., Мешков И.Н., Мироненко Л.А., Пархомчук В.В., Пелеганчук В.Е., Пестриков Д.В., Пономаренко В.Г., Скринский А.Н., Смирнов Б.Н., Сухина Б.Н., Усов А.П. Накопитель протонов НАП-М-1. Магнитная и вакуумная система. ПТЭ, 1976, № 4, с.31-34.
9. Баклаков Б.А., Боровиков В.Н., Веремеенко В.Ф., Карлинер М.М., Петров С.П. Накопитель протонов НАП-М-2. Стабилизация токов в цепях питания магнитов ведущего поля и корректирующих элементов. - ПТЭ, 1976, № 4, с.34-36.
10. Веремеенко В.Ф., Диканский Н.С., Калинин А.С., Карлинер М.М., Лазаренко Б.А., Литвинов А.А., Медведко А.С., Останин В.П., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н., Черепанов В.П. Накопитель протонов НАП-М-3. Ускоряющая система, контроль параметров пучка. - ПТЭ, 1976, № 4, с.37-40.
11. Болванов Д.А., Кононов В.И., Купер Э.А., Леденев А.В., Нифонтов В.И., Орешков А.Д., Ощепков Ю.И., Пестриков Д.В., Пискунов Г.С., Сазанский В.Я., Сухина Б.Н. Накопитель протонов НАП-М-4 - Система управления накопителем. - ПТЭ, 1976, № 4, с.40-43.
12. Сухина Б.Н. Накопитель протонов для экспериментов по электронному охлаждению: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. - Новосибирск, 1975. - 129 с.
13. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Первые эксперименты по электронному охлаждению. - В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, (Москва, 1974). - М.: Наука, 1975, т.2, с.309; Будкер Г.И., Дербенев Я.С., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н.,

- Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н.
Эксперименты по электронному охлаждению. Доклад на национальной конференции США по ускорителям заряженных частиц. (Вашингтон, март, 1975). - IEEE Transaction on Nuclear Science, 1975, vol. NS-22, N 5, p. 2093-2097.
14. Пархомчук В.В. Эксперименты по электронному охлаждению: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. - Новосибирск, 1975. - 78 с.
15. Диканский Н.С. Метод электронного охлаждения: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. - Новосибирск, 1975. - 182 с.
16. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Экспериментальное исследование электронного охлаждения. - Particle Accelerators, 1976, vol. 7, № 4, p. 197-211.
17. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц. - УФН, 1978, т.124, № 4, с.561.
18. Будкер Г.И. Собрание трудов. - М.: Наука, 1982, с.426-506.
19. Будкер Г.И., Будушев А.Ф., Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Новые результаты исследований по электронному охлаждению. - В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, (Дубна, 5-7 октября 1976). - М.: Наука, 1977, т.1, с.236-239.
20. Дербенёв Я.С., Скринский А.Н. Эффекты замагниченности в электронном охлаждении. - В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высокой энергии (Протвино, 1977). - Серпухов, 1977, т.21, с.516-521.
21. Дербенёв Я.С. Теория электронного охлаждения: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. - Новосибирск, 1978. - 245 с.

22. Дербенёв Я.С., Скринский А.Н. Эффекты замагниченности в электронном охлаждении. - Физика плазмы, 1978, т.4, № 3, с.492-500.
23. Будкер Г.И., Будушев А.Ф., Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Состояние работ по электронному охлаждению. - В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высокой энергии (Протвино, 1977). - Серпухов, 1977, т.1, с.498-509.
24. Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Изучение быстрого электронного охлаждения. - В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - Дубна, 1978.
25. Скринский А.Н., Пархомчук В.В. Методы охлаждения пучков заряженных частиц. - Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, т.12, № 3, с.557-613.
26. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Энергетический разброс тяжелых частиц в накопителях с электронным охлаждением. - Новосибирск, 1977. - (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 77-37).
27. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Тепловые шумы интенсивного пучка в накопителе. - ЖТФ, 1980, т.50, № 7, с.1411-1418.
28. Дементьев Б.И., Диканский Н.С., Медведко А.С., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Измерение тепловых шумов протонного пучка на накопителе НАП-М. - ЖТФ, 1980, т.50, № 8, с.1717-1729.
29. Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Сухина Б.Н. Влияние эффектов пространственного заряда на электронное охлаждение. - В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высокой энергии (Протвино, июль 1977). - Серпухов, 1977, т.1, с.510-515.

30. Диканский Н.С., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Влияние радиально-продольной связи на эффективность электронного охлаждения.- В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1978).- Дубна, 1979, с.107-110.
31. Куделайнен В.И., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Стационарное состояние ионов, компенсирующих заряд электронного пучка.- ЖТФ, 1983, т.53, №4, с.691-698.
32. Куделайнен В.И., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Экспериментальное изучение устойчивости компенсированного электронного пучка.- ЖТФ, 1983, т.53, №5, с.870-876.
33. Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сухина Б.Н. Температурная релаксация в замагниченном электронном потоке.- ЖТФ, 1982, т.82, №6(12), с.2056-2064.
34. Дербенёв Я.С., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.Н. Состояние работ по электронному охлаждению.- В кн.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Протвино, 1982).- Дубна, 1983, т.II, с.242-249.
35. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Попов С.Г., Скринский А.Н. Возможности спектрометрических экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях в накопителях тяжёлых частиц с электронным охлаждением.- В кн.: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий (Протвино, июль, 1977).- Серпухов, 1977, с.141-147.
36. Будкер Г.И., Всевожская Т.А., Диканский Н.С., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сильвестров Г.И. Предложение по осуществлению встречных протон-антипротонных пучков на основе метода электронного охлаждения в проекте ускорительно-накопительно-

- го комплекса Большого Серпухова. - В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - Дубна, 1976.
37. Bell M., Chaney J., Krinen F., Peterson P.M., Petrucci G. Electron cooling in ICF at CERN.- Nucl. Instr. and Meth., 1981, vol. 190, N2, p. 237-255.
38. Foster R., Hardek T., Johnson D.E., Kells W., Kerner V., Lai H., Lennox A.J., Mills F., Miyahara Y., Ollksiuk L., Peter R., Rhoades T., Young D., McIntyre P.M. Electron cooling experiments at Fermilab.- IEEE Trans. Nucl. Science, 1981, vol. NS-28, N 3, p. 2386-2388.
39. Ellison T., Kells W., Kerner V., Mills F., Peters R., Ruthbun T., Young D. Electron cooling and accumulation of 200 MeV protons at Fermilab.- IEEE Trans. Nucl. Science, 1983, vol. NS-30, N 4, p. 2370-2372.
40. Lefevre P., Möhl D., Plass G. The CERN low energy antiproton ring (LEAR) project.- In: XI International conference on high-energy accelerators, Geneva, 1980, p. 819-824.
41. Möhl D., Petrucci G., Thorndahl L., Van der Meer S. Physics and Technique of stochastic cooling.- Phys. Report, 1980, vol. 58, N 2, p. 75-119.
42. Дербенёв Я.С. Усиление электронного охлаждения внутренней неустойчивостью электронного пучка. - Новосибирск, 1980. - 14 с. - (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 80-185).
43. Ландау Л.Д. Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия. - ЭТФ, 1937, № 2, с.203-209.
44. Беляев С.Т. Кинетика ионизированного газа в сильном магнитном поле.- В кн.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций.- М.: Изд-во АН СССР, 1958, т.Ш, с.66-85.
45. Трубников Б.А. Столкновения частиц в полностью ионизированной плазме.- В кн.: Вопросы теории плазмы.- М.: Госатомиздат, 1963, вып. I, с.98-154.

46. Баглаков Б.А. Прецизионная стабилизация электромашинных источников тока для питания магнитных систем в накопителе заряженных частиц: Дис. ... канд. техн. наук. - Новосибирск, 1980. - 143 с.
47. Баглаков Б.А., Веремеенко В.Ф., Карлинер М.М., Литвинов А.А., Петров С.П. Магнито-модуляционный измеритель тока пучка заряженных частиц. - ПТЭ, 1979, № 3, с.34-38.
48. Peterson P.M. Studies of electron cooling in the ICF - storage rings at CERN. - In: Thesis for obtaining the PhD degree from the Institute of Physics at the University of Aarhus, Denmark, 1982, p. 107.
49. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Устойчивость заряженного пучка в накопительных системах. - АЭ, 1959, т.7, № 6, с.549-550.
50. Климонтович Д.Л. Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1964.
51. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Продольная устойчивость пучка тяжелых частиц, движущегося в накопителе с электронным охлаждением. - Новосибирск, 1978. - 23 с. - (Препринт/ИЯФ СО АН СССР; № 78-31).
52. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, - М., 1962. - 1100 стр.
53. Добрецов Л.Н., Гомонова М.В. Эмиссионная электроника. - М.: Наука, 1966.
54. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные пучки. - М.: Энергия, 1972.
55. Габович М.Д. Ионно-пучковая плазма и распространение интенсивных компенсированных ионных пучков. - УФН, 1977, т.121, вып.2, с.259-284.
56. Незлин М.В., Тактакишвили М.И., Трубиников А.С. Пороги пучковых неустойчивостей. - ИЭТФ, 1968, т.55, № 2, с.397-414.

57. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов.- УФН, 1971, т.103, вып.4, с.609-640.
58. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме, М.: Энергоиздат, 1982.- 263 с.
59. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика.- М.: Наука, Москва, 1979.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ЧАСТЬ I. ФИЗИКА БЫСТРОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	3
ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА I. КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	
§ 1. Кинетика охлаждения без учета влияния магнитного поля.....	11
§ 2. Кинетика охлаждения в магнитном поле.....	15
§ 3. Декременты охлаждения.....	31
ГЛАВА II. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ	
§ 1. Накопитель протонов НАП-М.....	36
§ 2. Установка с электронным пучком.....	41
§ 3. Аппаратура для измерения параметров протонного пучка.....	44
ГЛАВА III. ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ	
§ 1. Измерения продольной силы трения.....	55
§ 2. Декременты охлаждения бетатронных колебаний	61
ГЛАВА IV. УСТАНОВИВШИЕСЯ ПОПЕРЕЧНЫЕ РАЗМЕРЫ ПУЧКОВ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ	
§ 1. Минимальные поперечные размеры охлажденных пучков.....	68
§ 2. Эффекты, увеличивающие поперечные размеры охлажденного пучка.....	70
§ 3. Экспериментальные результаты измерения установившихся поперечных размеров пучка.....	74
ГЛАВА 5. УСТАНОВИВШИЙСЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАЗБОС ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОХЛАЖДЕНИИ	
§ 1. Влияние флуктуаций ионизационных потерь на установившийся энергетический разброс частиц	80
§ 2. Флуктуации плотности пучка в накопителе.....	84
§ 3. Измерения разброса импульсов частиц охлажденного пучка.....	97
§ 4. Продольная структура охлажденного пучка.....	105

ГЛАВА VI. ТЕМПЕРАТУРНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ЗАМАГНИЧЕННОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПОТОКЕ	
§ I. Оценки продольной температуры электронного пучка после электростатического ускорения	I09
§ 2. Постановка эксперимента по измерению термализации	II2
§ 3. Результаты эксперимента	II8
ГЛАВА VII. КОМПЕНСАЦИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА	
§ I. Описание ионной ловушки	I26
§ 2. Стационарное состояние ионов, компенсирующих заряд электронного пучка	I3I
§ 3. Устойчивость ионной компенсации	I39
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	I59
ЧАСТЬ II. Экспериментальное исследование линейного электронного охлаждения отрицательных ионов водорода	I62
§II-1. Длина охлаждения и минимальные температуры	I64
§II-2. Постановка эксперимента по измерению продольной силы трения	I66
§II-3. Результаты экспериментов по измерению продольной силы трения	I74
§II-4. Измерение поперечной силы трения.....	I80
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	I88
ЛИТЕРАТУРА	I90