

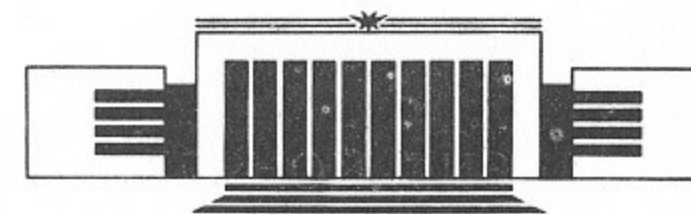


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.В. Пархомчук, А.Н. Скринский

**ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ:
ФИЗИКА И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ**

ПРЕПРИНТ 90-102



НОВОСИБИРСК

ИСТИННОСТЬ ДЕРЖАНИЯ ФАКТА СО АН СССР

В. В. Павлов, А. Н. Корнилов

ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ
ПЛОТНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ

ПРЕПРИИТ 90-102

НОВОСИБИРСК
1990

ВВЕДЕНИЕ

Развитие экспериментальных исследований, связанных с ядерной физикой, привело к резкому возрастанию требований на качество пучков ускоренных заряженных частиц.

Наиболее простой путь повышения плотности частиц — это усиление фокусирующих свойств магнито-оптического канала, удерживающего частицы. При этом, хотя поперечные размеры пучка и уменьшаются, увеличиваются поперечные скорости частиц в соответствии с условием сохранения шестимерной фазовой плотности. Охлаждение пучка означает уменьшение разброса скоростей частиц не путем изменения фокусировки, а путем потери энергии хаотического движения частиц в результате взаимодействия с «холодильником». При таком взаимодействии происходит возрастание фазовой плотности пучка и возникает возможность вести накопление частиц, добавляя их в освобождающиеся в процессе охлаждения участки фазового пространства.

Добиться повышения фазовой плотности пучка нельзя применением любых заданных, т. е. не зависящих от движения отдельных частиц пучка, внешних электромагнитных полей. В этом случае справедливо утверждение, что фазовая плотность частиц пучка постоянна и определяется начальными условиями (теорема Лиувилля). В некоторых уникальных случаях можно увеличивать фазовую плотность частиц пучка, «рождая» их в нужных точках фазового пространства. Этот процесс «рождения» связан либо с распадом других частиц, либо, как в случае перезарядной инжек-

ции, с изменением зарядового состояния частиц. Для увеличения же фазовой плотности уже созданного пучка частиц обязательно нужно ввести силы диссипативного характера, приводящие в результате к потере частицей энергии относительного движения.

Наиболее освоено сегодня радиационное охлаждение [1—3], связанное с тем, что при движении релятивистских заряженных частиц в магнитном поле появляется синхротронное излучение и, соответственно, сила реакции излучения, направленная против полной скорости частицы. Если при этом средние потери энергии компенсируются внешним источником, то при правильном выборе магнитной структуры отклонения от равновесного движения постепенно затухают. Радиационное охлаждение находит самое широкое применение при накоплении электронов и позитронов и при проведении экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками и со сверхтонкими внутренними мишенями.

Катастрофически быстрый рост мощности синхротронного излучения электронов при энергиях в сотни ГэВ делает неизбежным переход к линейным коллайдерам. Для получения необходимой светимости придется сжимать интенсивные сгустки электронов и позитронов в месте встречи до долей микрона, что потребует предварительного охлаждения частиц в накопителях с весьма специальной структурой.

Для адронных коллайдеров синхротронное излучение становится существенным при энергиях выше десятков ТэВ, что позволяет надеяться на увеличение светимости таких установок.

Сравнительно новым методом охлаждения является так называемое лазерное охлаждение [4, 5], основанное на взаимодействии атомного или не полностью лишенного электронной оболочки ионного пучка с электромагнитным излучением лазера. Для получения эффекта охлаждения используется какая-либо линия поглощения в спектре атома или иона. Если пучок движется в некотором направлении, то используются два луча лазера, направленные вдоль движения пучка и против движения с частотами, соответствующими максимальному поглощению, и средней силой равной нулю. Атомы с отклонениями скорости при этом будут ускоряться или замедляться к равновесному значению.

Ионизационное охлаждение [6, 7] основано на потерях энергии частицами при движении в достаточно плотных мишенях. Трудности использования этого метода связаны с сильным поглощением и рассеянием частиц пучка ядрами мишени. Некоторые модификации этого метода использовались в системах вывода пучков из ускорителя.

Наиболее естественным приложением ионизационного метода является охлаждение мюонных пучков.

Метод стохастического охлаждения, предложенный С. Ван-Дер-Меером [8] в 1968 г., основан на измерении положения частицы пикап-электродами и коррекции ее движения этим сигналом после усиления на несколько порядков. Широкое развитие высокочастотных усилителей с достаточно большой мощностью позволило использовать этот метод для накопления антипротонов в ЦЕРН и Фермилаб. Блестящие открытия W - и Z -бозонов ярко продемонстрировали большое значение методов охлаждения при осуществлении экспериментов со встречными адронными пучками.

Идея предложенного Г.И. Будкером еще в 1966 г. метода электронного охлаждения [9—11] основана на замене мишени электронным пучком, движущимся с той же средней скоростью, что и охлаждаемый пучок. В этом случае заметное падение плотности электронов компенсируется возрастанием эффективности передачи энергии электронам из-за малых относительных скоростей ионов и электронов. Уже первые эксперименты, проведенные в Новосибирске в 1974 г. [12], показали высокую эффективность метода и послужили основным толчком для развития методов охлаждения пучков тяжелых частиц и реализации протон-антипротонных встречных пучков. В ходе исследований на установке НАП-М выяснилось, что охлаждение происходит за времена ~ 0.1 с, в то время, как ожидалось время охлаждения в несколько секунд [13]. Такое резкое возрастание эффективности охлаждения вызывалось совместным действием двух факторов: наличием продольного магнитного поля на участке охлаждения и электростатическим ускорением электронного пучка, при котором происходит сильное уменьшение продольного разброса частиц. Продольное магнитное поле необходимо для транспортировки электронного пучка от катода до участка охлаждения протонного пучка и далее в коллектор электронов. Магнитное поле «замагничивает» поперечное движение электронов, и в результате охлаждаемая частица взаимодействует с холодным ларморовским кружком, а не с горячим (около температуры катода) свободным электроном [14, 15].

Это явление привело как к ускорению процесса охлаждения, так и к охлаждению до существенно более низких температур, чем температура катода (1200 К). Была получена температура продольного движения около 1 К для протонного пучка с энергией 65 МэВ [16]. Столь низкая температура вызвала появление некоторой упорядоченности в расположении частиц в накопителе

[17, 18]. Открывшийся класс явлений показался авторам столь интересным, что они назвали этот процесс быстрым электронным охлаждением.

Для более подробного изучения кинетики охлаждения в условиях сильной замагниченности была создана установка с полем 4 кГс и очень хорошей однородностью. Исследования в режиме однократного взаимодействия с электронным пучком, проведенные на этой установке, позволили обнаружить существенную разницу в силе трения для положительно и отрицательно заряженных частиц.

Успешные эксперименты с целью освоения электронного охлаждения были проведены в дальнейшем в ЦЕРН и Фермилаб [19, 20]. В настоящее время действуют установки с электронным охлаждением в США и ФРГ для легких ионов и в ЦЕРН на установке LEAR для охлаждения антипротонов. Находятся в стадии строительства еще несколько установок. Все это знаменует начало активного использования возможностей электронного охлаждения в реальных экспериментах.

Цель настоящего обзора — дать информацию о современном состоянии электронного охлаждения, в основном, с точки зрения физики охлаждения, методов экспериментального исследования и возможных приложений.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ

Для осуществления электронного охлаждения необходимо на прямолинейной части орбиты частиц поместить электронный пучок, движущийся с той же средней скоростью, что и охлаждаемые частицы. Понятно, что чем более значительная часть орбиты будет занята электронным пучком и чем он будет интенсивней, тем быстрее будет происходить охлаждение. Рассмотрим вкратце основные ограничения, возникающие на этом «интенсивном» пути.

Для передачи интенсивного электронного пучка на большие расстояния наиболее часто используется продольное однородное магнитное поле. При этом поперечные электронные скорости, возникающие из-за действия пространственного заряда электронного пучка, тем меньше, чем больше магнитное поле H [21]

$$\theta_{\perp e} = \frac{2\pi e n a}{\beta \gamma^2 H}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; n — плотность электронов; a — радиус электронного пучка; $\beta = v/c$; $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$.

Разброс продольных скоростей электронов, как правило, значительно меньше при электростатическом ускорении пучка с катода электронной пушки. Эффективная температура в сопутствующей системе связана с разбросом энергии электронов на катоде $\Delta E \approx T_k$ и составляет

$$T_{\parallel} = \frac{T_k^2}{\gamma^2 \beta^2 m c^2} \approx T_k \cdot \frac{T_k}{2E_{кин}} \Big|_{\beta \ll 1} \quad (2)$$

($E_{кин}$ — кинетическая энергия электронов пучка). При ускорении до энергий в несколько киловольт происходит столь сильное падение продольной температуры ($T_k \approx 0.2$ эВ), что становится существенным внутрипучковое взаимодействие электронов, повышающее продольную температуру из-за взаимного продольного расталкивания первоначально хаотически расположенных электронов [22]:

$$T_{\parallel} = \frac{T_k^2}{2E_{кин}} + 2e^2 n^{1/3}. \quad (3)$$

Поперечное движение электронов определяется, как правило, температурой катода:

$$v_{\perp} = \sqrt{\frac{T_k}{m}}. \quad (4)$$

В этих условиях, когда продольная температура электронного пучка на много порядков ниже поперечной температуры, важным вопросом является сохранение такого состояния достаточно длительное время. Взаимное рассеяние электронов стремится, естественно, выровнять эти температуры и, если пренебречь влиянием магнитного поля, то скорость нагрева определяется выражением:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dz} = \frac{2\pi e^4 n L_C}{m v v_{\perp}}, \quad (5)$$

где $z = vt$ — продольная координата; L_C — кулоновский логарифм электрон-электронных столкновений. Расстояние, на котором приращение температуры составит $\Delta T_{\parallel} \approx e^2 n^{1/3}$ можно оценить как

$$\Delta z \approx \frac{v v_{\perp} / c^2}{2\pi L_C n^{2/3} r_e}, \quad (6)$$

где r_e — классический радиус электрона. При параметрах, характерных для электронного охлаждения ($v=0,3$ с, $v_{\perp} \approx 10^{-3} v$, $L_c=10$, $n=10^9$ см $^{-3}$), длина увеличения температуры составит только $z=5$ см. Ясно, что необходимо сильное подавление внутрипучкового нагрева для того, чтобы можно было говорить об использовании замагниченности при охлаждении. Сильное магнитное поле существенно меняет кинетику столкновений электронов. Если его напряженность достаточно велика так, чтобы средний ларморовский радиус поперечного вращения электронов стал много меньше расстояния между ними:

$$\rho_L = \frac{mv_{\perp}c}{eH} \ll n^{-1/3}, \quad (7)$$

то столкновения электронов будут носить адиабатический характер, и быстрое поперечное вращение не передается медленному продольному движению.

Для демонстрации этого эффекта на рис. 1 показаны результаты измерения энергетического разброса электронного пучка после

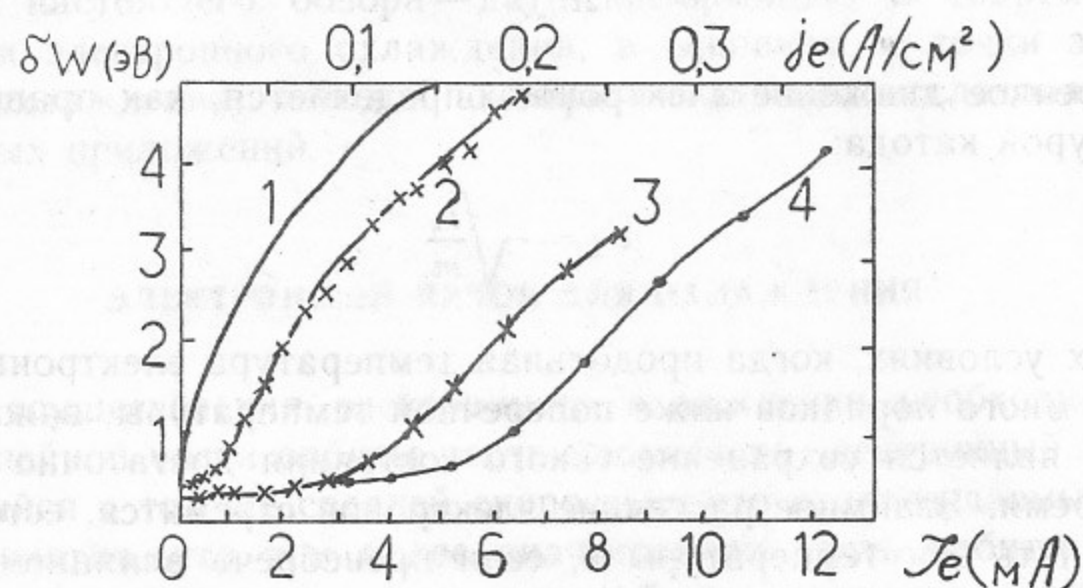


Рис. 1. Зависимость энергетического разброса электронного пучка после прохождения вдоль магнитного поля участка длиной 3 м. Энергия пучка 470 эВ.

1 — теоретический расчет при нулевом значении магнитного поля; 2—4 соответствует магнитному полю 1, 3 и 4 кГс.

прохождения участка длиной 3 метра при различных магнитных полях. Видно, что для более высоких значений магнитного поля сильный нагрев энергетического разброса наступает при большем значении плотности тока. Предполагая, что $T_k=0.2$ эВ, получим пороговое значение плотности (7) из этих данных, неплохо соответствующее оценке:

$$n_i \approx \left(\frac{0.35}{\rho_L} \right)^3. \quad (8)$$

Другим важным ограничением на плотность электронного тока являются эффекты пространственного заряда, приводящие к появлению поперечного провисания потенциала в электронном пучке, а также сильно влияющие на динамику бетатонного движения охлаждаемых частиц.

Правильный выбор параметров движения на участке охлаждения позволяет заметно уменьшить влияние этих полей. Так, например, обращение в нуль дисперсионной функции накопителя ($P\Delta x/\Delta P$) позволяет заметно уменьшить роль провисания потенциала в перераспределении декрементов охлаждения по степеням свободы.

Исследовался еще один путь управления этими эффектами, связанный с компенсацией пространственного заряда накопленными ионами. При не слишком больших плотностях тока возможна практически полная компенсация пространственного заряда пучка, однако, при возрастании плотности тока возникают проблемы с обеспечением когерентной устойчивости ионов и электронов относительно аксиально-несимметричных колебаний.

Большое значение для успешных экспериментов имеет высокоэффективная рекуперация энергии электронного пучка, обеспечивающая малое потребление энергии при достаточно мощном электронном пучке [21].

КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Известно, что при кулоновском взаимодействии обмен импульсом и энергией сталкивающихся частиц логарифмически расходится при интегрировании по прицельным параметрам. Поэтому следует провести классификацию взаимодействия по прицельным параметрам и найти такое ρ_{\max} , за которым взаимодействие эффективно уменьшается. Ясно, что при столкновении тяжелых частиц с электронами в магнитном поле существенный и требующий специального рассмотрения вклад в интеграл столкновения может дать область прицельных параметров ρ , удовлетворяющая условию

$$\rho_L < \rho < \rho_{\max}. \quad (9)$$

При этих прицельных параметрах, если скорость тяжелой частицы относительно ларморовского кружка, равная

$$\vec{v}_A = \vec{v} - \vec{v}_{e\parallel} \quad (10)$$

(\vec{v} — скорость частицы, \vec{v}_e — скорость электрона), не слишком велика по сравнению с $v_{e\perp}$, то находится область по ρ , где длительность столкновения превосходит ларморовский период:

$$\tau = \frac{\rho}{|\vec{v}_A|} \gg \frac{\rho_L}{v_{e\perp}} = \frac{1}{\omega_L}; \quad (11)$$

в результате при малых v_A происходит заметное удлинение времени взаимодействия, а значит, и возрастает эффективность охлаждения при малых относительных скоростях охлаждаемых частиц. При этом за время взаимодействия возрастает смещение электрона, а значит, при прицельных параметрах, больших чем ρ_{\min} , исчезает возможность пользоваться первым борновским приближением:

$$\rho_{\min} = \frac{e^2}{m|\vec{v}_A|^2}. \quad (12)$$

Предположим, что ρ_{\max} определяется просто плазменной частотой колебаний электронов ω_p :

$$\rho_{\max} = \frac{|\vec{v}_A|}{\omega_p} = \frac{|\vec{v}_A|}{\sqrt{4\pi e^2 n/m}}. \quad (13)$$

В этом случае равенство $\rho_{\max} = \rho_{\min}$ наступает при

$$v_A = \sqrt{\frac{2e^2 n^{1/3}}{m}} \equiv v_{e\parallel},$$

соответствующей продольной температуре электронного пучка (2). Это означает, что фактически вблизи равновесия, когда $v_A = v_{e\parallel}$, должна возникать существенная разница во взаимодействии положительно и отрицательно заряженных частиц с электронным пучком.

Влияние столкновений с электронами на движение протонов можно приближенно разбить на две части. Одна часть, связанная с потерями энергии движущейся частицей, дает силу трения, вторая — связанная с рассеянием, приводит к диффузии. Вблизи равновесия воздействие этих факторов сравнивается, что и определяет установившиеся значения разброса скоростей. При больших отклонениях скорости от равновесного значения можно воспользоваться

известной формулой для ионизационных потерь и получить значение силы трения, направленной против скорости движения частицы v : $F = dE/dt/v$, где dE/dt — скорость потерь энергии.

Для описания силы трения начнем с простейшего случая отсутствия магнитного поля, когда функция распределения электронов по скоростям имеет вид $f(\vec{v}_e)$, силу трения можно записать в виде

$$\vec{F} = \frac{4\pi e^4 L_C n}{m} \int \frac{\vec{v} - \vec{v}_e}{|\vec{v} - \vec{v}_e|^3} f(\vec{v}_e) d^3 \vec{v}_e, \quad (14)$$

где $L_C = \ln(\rho_{\max}/\rho_{\min})$ — кулоновский логарифм столкновений;

$$\rho_{\max} = \min(v/\omega_p, \tau v, a); \quad \rho_{\min} = e^2/mv^2,$$

τ — время нахождения на одном пролете частицы в электронном пучке. Сила трения возрастает как $1/v_e^2$ по мере уменьшения v до характерного разброса электронных скоростей Δv_e , а затем линейно уменьшается до нуля $F \approx -dv$.

Наличие магнитного поля приводит к появлению в общем случае трех различных областей прицельных параметров:

а) малые прицельные параметры, где наличие магнитного поля несущественно:

$$\frac{v_A}{\omega_L} > \rho > \frac{e^2}{mv_e^2}; \quad (15)$$

б) средние прицельные параметры, где существенны многократные повторяющиеся пролеты электрона мимо частицы:

$$\frac{v_{\parallel e}}{\omega_L} = r_L > \rho > \frac{v_A}{\omega_L}; \quad (16)$$

в) большие прицельные параметры, где частица взаимодействует фактически с ларморовским кружком, движущимся только вдоль магнитного поля:

$$\rho_{\max} > \rho > r_L. \quad (17)$$

В зависимости от скорости частицы и величины магнитного поля относительный вклад этих трех областей в суммарный интеграл столкновения меняется.

Приведем оценки вкладов в силу трения из этих трех областей, предполагая, что распределение электронов по скоростям носит

резко сплюснутый характер: $v_{\perp e} \gg v_{\parallel e} = \sqrt{2e^2 n^{1/3}/m}$;

а) вклад быстрых столкновений составляет

$$F = -\frac{4\pi e^4 n}{m} \ln \frac{(v_A/\omega_L)}{e^2/(mv^2)} \begin{cases} * \frac{\bar{v}}{v^3}, & v \gg v_{\perp e} \\ * \frac{\bar{v}_{\perp} + v_{\perp} \bar{v}_{\parallel e}/v}{v_{\perp e}^3}, & v \ll v_{\perp e}; \end{cases} \quad (18)$$

б) при повторяющихся столкновениях передача импульса электрону равна

$$\Delta p_{\perp} = \frac{2e^2}{\rho v_{e\perp}}, \quad (19)$$

а число повторений $\omega_L(2\rho/v)/2\pi$, а значит, потеря энергии равна

$$\Delta E = \frac{1}{2m} \left(\frac{2e^2}{\rho v_{e\perp}} \right)^2 \frac{2\rho}{v} \frac{eH}{2\pi mc}. \quad (20)$$

Отсюда получаем оценку для силы трения

$$F = \int_{r_{\min}}^r \Delta E 2\pi \rho n v d\rho = \frac{4\pi e^4}{mv v_{\perp e}} \ln \frac{r_L}{(v/\omega_L)}; \quad (21)$$

в) в случае же сильной замагниченности частица, пролетая мимо электрона, передает ему такой же импульс

$$\Delta p = 2e^2/\rho v. \quad (22)$$

Но потери энергии при этом связаны только с компонентой этого импульса вдоль магнитного поля и сила трения равна

$$F = -\frac{2\pi n e^4}{mv^2} \left(\frac{v_{\perp}}{v} \right)^2 \ln \frac{\rho_{\max}}{r_L}. \quad (23)$$

Эта часть силы трения продолжает расти как $1/v^2$ при уменьшении v ниже $v_{e\perp}$ и достигает максимума вблизи $v \approx v_{e\parallel} = \sqrt{2e^2 n^{1/3}/m}$, а затем линейно падает:

$$F = -e^2 n^{2/3} \cdot v/v_{e\parallel}, \quad v < v_{e\parallel}. \quad (24)$$

На рис. 2 показаны описанные варианты зависимости силы трения при движении поперек магнитного поля. Подчеркнем, что при сов-

сем малых скоростях $v \approx \sqrt{m/M} v_{e\parallel}$ вклад диффузионной части в обмен энергией становится существенным, и в этой области требуется более аккуратное описание силы трения.

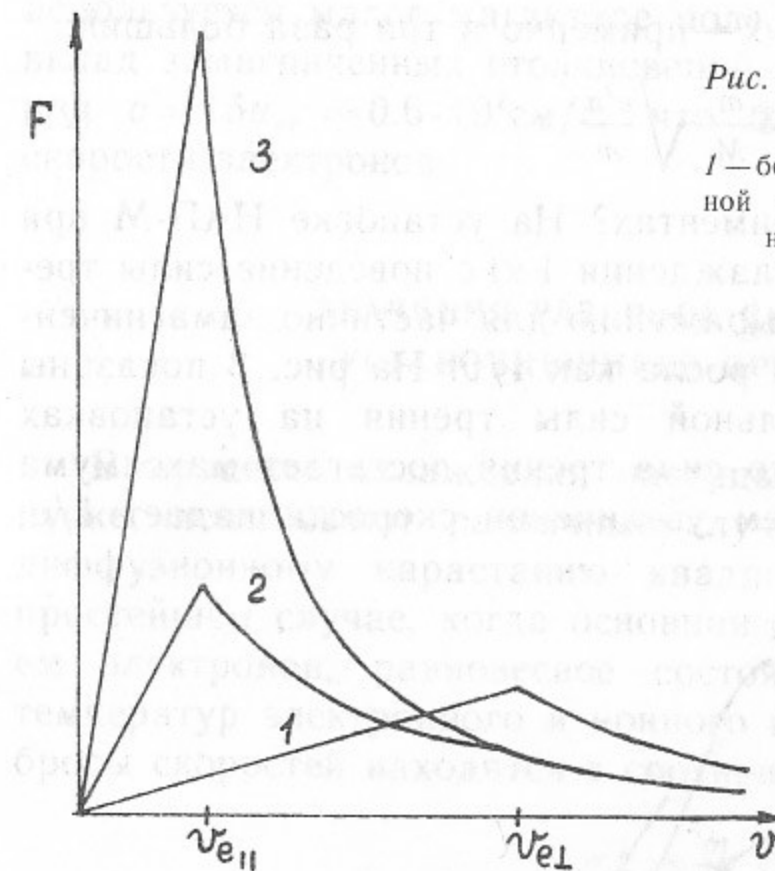


Рис. 2. Поведение от скорости силы трения при различном магнитном поле: 1—без магнитного поля; 2—в условиях частичной замагниченности; 3—полная замагниченность поперечного движения электронов.

Обратим внимание на то, что при движении иона вдоль магнитного поля замагниченная часть силы трения обращается в нуль. Вблизи $v_{\parallel e}$, где достигается максимум силы трения, наблюдается наиболее существенная разница в силе трения для положительно и отрицательно заряженных частиц. При движении вдоль магнитного поля положительно заряженная частица притягивает электрон, он разгоняется при приближении к частице, а затем при удалении притормаживает так, что почти отсутствует передача энергии. Для отрицательно же заряженных частиц все электроны, находящиеся на прицельном расстоянии меньше e^2/mv^2 , отразятся от налетающей частицы и получат импульс $2mv$. В результате, возникает дополнительная сила трения для отрицательно заряженных частиц.

$$F = 2mv \rho_{\min}^2, \quad v n = \frac{2\pi e^4 n}{mv^2} \approx \pi e^2 n^{2/3} \quad \text{при } v \approx v_{e\parallel}. \quad (25)$$

Вблизи равновесия, когда $v \ll v_{e\parallel}$, получаем, что для положитель-

но заряженных частиц декремент охлаждения составляет примерно

$$\Lambda^+ = \frac{1}{M} \frac{dF}{dv} = \frac{m}{M} \sqrt{\frac{e^2 n}{m}}, \quad (26)$$

и для отрицательно заряженных — примерно в три раза больший:

$$\Lambda^- \approx 3 \frac{m}{M} \sqrt{\frac{e^2 n}{m}}. \quad (27)$$

Что же наблюдалось в экспериментах? На установке НАП-М при магнитном поле на участке охлаждения 1 кГс поведение силы трения хорошо соответствовало выражению для частично замагниченного случая (21), сила трения росла как $1/v$. На рис. 3 показаны результаты измерения продольной силы трения на установках НАП-М и МОСОЛ. Видно, что сила трения достигает максимума при $v \approx 2v_{e\parallel}$ и при дальнейшем увеличении скорости падает $1/v$,

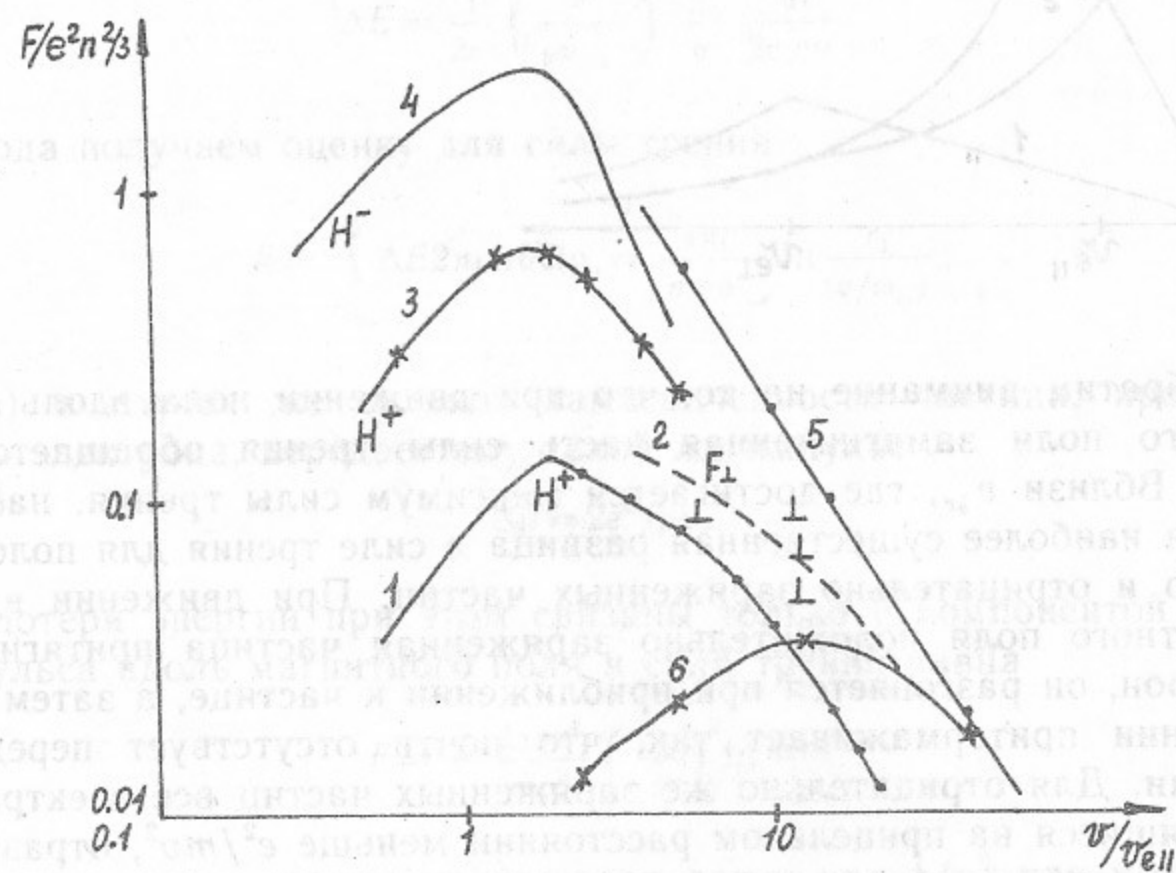


Рис. 3. Экспериментальные результаты измерения силы трения в зависимости от относительной скорости частиц и электронов: F_{\parallel} (1) и F_{\perp} (2) при измерениях на НАП-М, $B=1$ кГс; протоны: для H^+ (3) и для H^- (4) при $B=4$ кГс; обе кривые для F_{\parallel} установка МОСОЛ; 5 — теоретический предел для силы трения, выражение (23), 6 — эксперименты CERN ICE, F_{\parallel} .

приближаясь к вычисленному в логарифмическом приближении значению (23). Приведенные на этом же рисунке данные, полученные на установке ICE, показывают заметно меньшее значение силы при малых скоростях движения. Это связано с тем, что используется малое магнитное поле (0.7 кГс), и в результате мал вклад замагниченных столкновений, а максимум силы достигается при $v=15v_{e\parallel}=0,6 \cdot 10^7$ см/с, что близко к тепловой поперечной скорости электронов.

ЗНАЧЕНИЯ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ПУЧКА, УСТАНОВИВШИЕСЯ ПРИ ОХЛАЖДЕНИИ

В процессе охлаждения частицы, движущиеся в электронном пучке, испытывают различные случайные толчки, приводящие к диффузионному нарастанию квадрата отклонения импульса. В простейшем случае, когда основная диффузия связана с движением электронов, равновесное состояние соответствует равенству температур электронного и ионного пучков и, соответственно, разбросы скоростей находятся в соотношении

$$\langle v^2 \rangle = \frac{m}{M} \langle v_e^2 \rangle. \quad (28)$$

В случае же замагниченного электронного пучка расчет заметно усложняется, так как вблизи равновесия исчезает возможность использовать логарифмическое приближение.

В случае отрицательно заряженной частицы оценку диффузии произвести сравнительно легко. Электроны, имеющие характерную скорость $v_{e\parallel} = \sqrt{2e^2 n^{1/3}/m}$ передают при столкновении с медленно движущейся частицей импульс $2mv_{e\parallel}$ и частота таких столкновений $v_{e\parallel} n^{1/3}$, в результате, скорость диффузии:

$$\frac{d(\Delta P)^2}{dt} = 4v_{e\parallel}^2 m^2 v_{e\parallel} n_e^{1/3} = 4m^2 \left(\sqrt{\frac{2e^2 n^{1/3}}{m}} \right)^3 n^{1/3}.$$

Это дает установившееся значение:

$$\frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{2M} = \frac{d(\Delta P)^2/dt}{2M\Lambda^-} \approx 2e^2 n^{1/3}. \quad (29)$$

То есть отрицательные частицы охлаждаются до температуры продольного движения электронов.

Положительно заряженные ионы имеют дополнительный механизм диффузии в поперечном направлении из-за образования связанных макроскопических пар (ион—электрон) при влете на участок охлаждения. В достаточно сильном магнитном поле электрон колеблется вдоль направления магнитного поля и медленно дрейфует вокруг иона в скрещенных электрическом и магнитном полях. На вылете из участка охлаждения происходит быстрое удаление электрона от иона. В результате, время взаимодействия иона с электроном возрастает, что и приводит к сильному увеличению поперечной диффузии.

На рис. 4 показаны результаты численного моделирования процесса охлаждения положительно и отрицательно заряженных частиц в очень сильном магнитном поле. Видно, что отрицательно

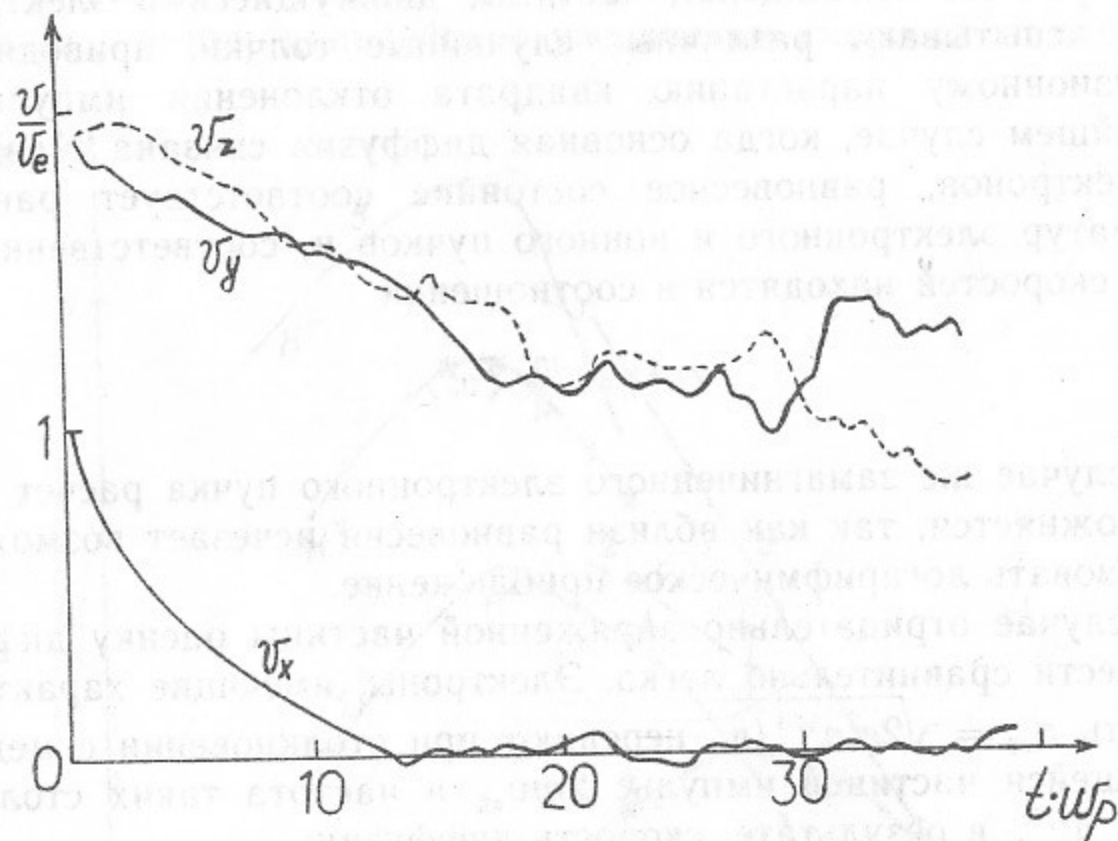


Рис. 4. Зависимость от времени компонент скорости протона, охлаждаемого электронным пучком с очень сильным магнитным полем. $B_x \rightarrow \infty$ (численное моделирование). $v_e = \sqrt{2e^2 n^{1/3} / m}$, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n m / M^2}$.

заряженные частицы охлаждаются до $T \approx 2e^2 n^{1/3}$, а у положительных быстро охлаждается только продольная степень свободы, а поперечные скорости заметно больше.

На рис. 5 показана зависимость установившихся поперечных скоростей от величины магнитного поля. Видно, что при увеличении магнитного поля установившиеся поперечные скорости внача-

ле уменьшаются по мере возрастания замагниченности поперечного движения электронов, а затем начинают возрастать из-за возрастания диффузии связанной образованию квазисвязанных пар. Оценки, приведенные в [24], показывают, что при этом поперечная температура составляет

$$T_{\perp} \approx 5e^2 n^{1/3} \left(\frac{e^2 \tau^2 H^4}{nm^3 c^4} \right)^{1/6}, \quad (30)$$

где τ — время нахождения в электронном пучке.

В процессе охлаждения на много порядков возрастает плотность пучка и в результате весьма существе \rightarrow ВТы установившихся значений разбросов скоростей становятся эффекты внутрипучкового взаимодействия. Когерентное взаимодействие частиц в поперечном направлении приводит к ослаблению фокусировки и сдвигает частоты бетатронных колебаний к резонансам, что в принципе может ограничить дальнейшее сжатие пучка. Для оценки предельного эмиттанса охлажденного пучка в этом случае можно пользоваться выражением

$$\epsilon = \frac{NR_0 r_0}{\pi l \beta^2 \gamma^3 \Delta v_{\max}}, \quad (31)$$

где N — число частиц в сгустке длиной l ; R_0 — средний радиус накопителя; $r_0 = e^2 / Mc^2$ — классический радиус частицы; Δv_{\max} — максимально допустимый сдвиг частоты бетатронных колебаний.

Из этого выражения видно, что этот эффект наиболее существен при малой энергии пучка. На рис. 6 показано, как меняется диаметр протонного пучка в зависимости от его тока при энергии 1.5 МэВ. Ток электронного охлаждающего пучка 1 мА, его диаметр 1 см.

Другим эффектом, проявляющимся в интенсивном протонном пучке, особенно предельно охлажденном, становится взаимное рассеяние частиц пучка. Если частота обращения частиц в накопителе растет с увеличением их энергии ($B = \text{const}$), внутреннее рассеяние ведет лишь к выравниванию температур по всем степеням свободы в сопутствующей системе. Совсем другая ситуация возникает, если частота обращения падает при увеличении энергии частицы [25]. Тогда две частицы, совершающие радиальные колебания и имеющие строго равновесную энергию, после рассеяния могут скачком изменить свои энергии и при этом одновременно возбуждаются радиальные бетатронные колебания с энергией больше, чем начальная. Поэтому происходит не выравнивание тем-

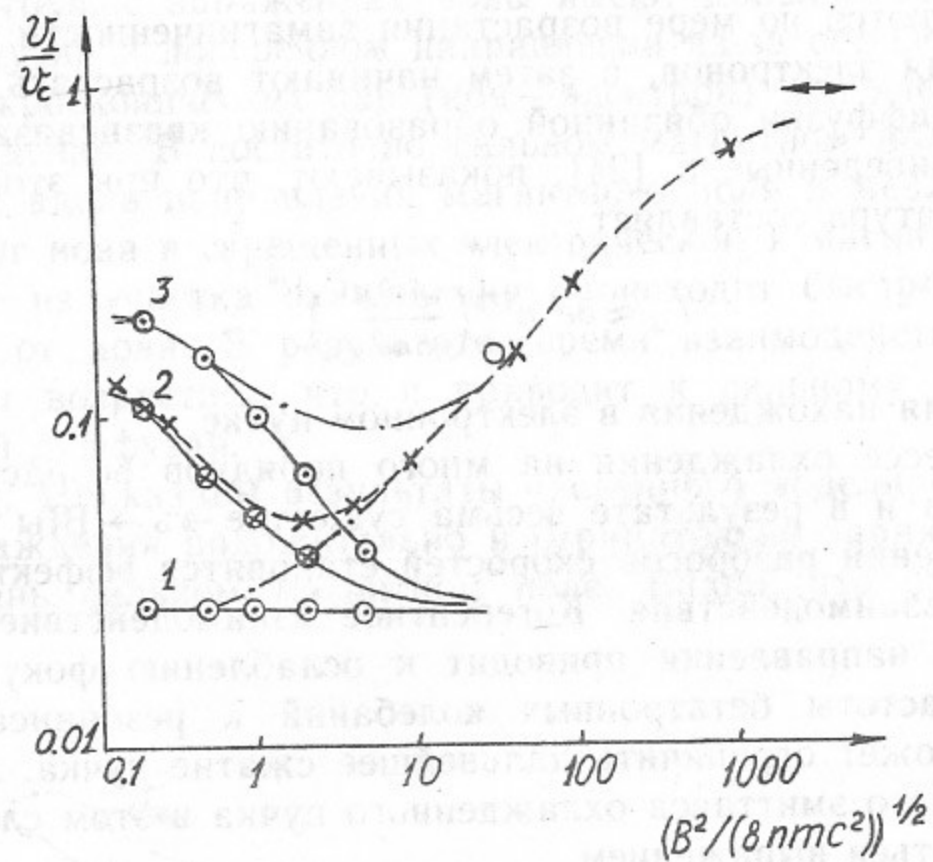


Рис. 5. Зависимость установившегося поперечного разброса скоростей от величины магнитного поля на участке охлаждения.

Кривые 1, 2, 3 соответствуют разным поперечным температурам электронного пучка $v_{e\perp}/v_{e\parallel} 0, 8, \text{ и } 16$, соответственно. $v_{e\parallel} = \sqrt{2e^2 n^{1/3}/m}$. Сплошные кривые для отрицательно, штрихового — для положительно заряженных частиц. \oplus — результаты экспериментов на НАП-М для протонов, \leftrightarrow — результат расчетов для положительно заряженных частиц при $H \rightarrow \infty$.

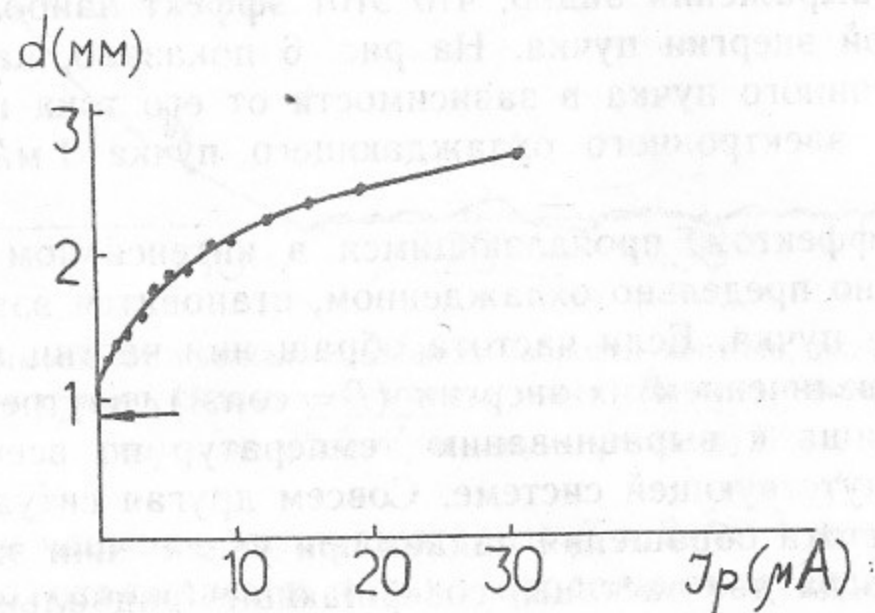


Рис. 6. Зависимость диаметра протонного пучка от тока при охлаждении на энергии 1.5 МэВ.

Ток электронного пучка 1 мА, диаметр 1 см; установка НАП-М. Стрелкой отмечен размер, соответствующий выражению (30). $B = 500 \text{ Гс}$, $T_{\perp} = 266e^2 n^{1/2}$.

ператур частиц по степеням свободы, а «саморазогрев» частиц пучка, который может быть ограничен только наличием трения, например, электронного охлаждения. В общем случае, когда поперечные степени свободы имеют заметно большую температуру, для оценки скорости нагрева продольной степени можно пользоваться выражением [27]

$$\frac{d(\Delta P_{\parallel}/P)^2}{dt} = \frac{4r_0^2 N C L_c}{\gamma^3 l e^{3/2} \sqrt{\langle \beta \rangle}} \quad (32)$$

Очень интересно и ярко взаимодействие частиц в сильно охлажденном пучке проявляет себя в продольном движении. Наиболее легко влияние взаимодействия между частицами наблюдается в изменении шумов, наводимых пучком на пикап-электродах, которые характеризуют величину флуктуаций электрического поля вдоль пучка [28, 29].

Так, напряжение, наводимое в кольцевом пикап-электроре, пропорционально локальной плотности пучка:

$$\rho(\theta, t) = \sum_{a=1}^N \delta(\theta - \theta_a(t)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(in\theta)}{2\pi} A_n(t), \quad (33)$$

$$A_n(t) = \sum_{a=1}^N \exp(-in\theta_a(t)),$$

где $\theta_a(t)$ — азимутальное положение конкретной частицы a ; θ — азимут наблюдения; N — число частиц пучка; $\delta(\theta)$ — периодическая δ -функция. Если движение частиц не коррелировано, то легко видеть, что амплитуда гармоник плотности

$$\langle A_n \rangle_{n \neq 0} = 0, \quad \langle A_n \rangle_{n=0} = N, \quad \langle |A_n^2| \rangle = N, \quad (34)$$

т. е. мощность шума на n -гармонике частоты обращения пропорциональна числу частиц пучка — это обычный дробовой шум. Потенциальная энергия электромагнитного поля, создаваемого на гармонике n , равна

$$E_n = \int \frac{E^2 + H^2}{8\pi} dV \approx (1 + \beta^2) \frac{e^2 A_n^2 \ln(b/a)}{2\pi R_0}$$

Взаимодействие частиц при продольном движении становится существенным, когда энергия поля сравнивается с кинетической

энергией синхротронного движения частиц пучка:

$$\frac{M_s(\Delta v_{\parallel})^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{(\Delta\omega)^2 R_0}{(d\omega/dP)} \gamma^2.$$

В результате из $E_n = kT/2$ получаем, как показано в [28], выражение для критического числа частиц, при котором взаимодействие способно влиять на взаимное движение частиц, и амплитуда гармоник с учетом взаимодействия будет равна:

$$\langle |A|^2 \rangle = \frac{N N_{th}}{N + N_{th}} = \begin{cases} N, & N \ll N_{th} \\ N_{th} & N \gg N_{th} = \frac{\pi R_0 (\Delta\omega)^2}{e^2 \frac{d\omega}{dP} \omega Z_0} = \frac{\pi R_0 (\Delta P/P)^2 \eta \gamma}{r_0 Z_0 c}, \end{cases} \quad (35)$$

где $\Delta\omega = \frac{d\omega}{dP} \Delta P = \eta \omega \frac{dP}{P}$ — разброс частот обращения частиц в пучке; $Z_0 = \ln \frac{b}{a} / v \gamma^2$ — импеданс камеры по отношению к пучку.

Из этого выражения видно, что при уменьшении температуры пучка $(\Delta\omega)^2 \sim T_{\parallel}$ происходит уменьшение N_{th} и при $N_{th} \ll N$ дробовой шум сильно уменьшается и переходит в так называемый тепловой при котором мощность пропорциональна температуре. В этих условиях существенно искажается и спектр шума, так как флуктуации плотности начинают распространяться вдоль пучка в виде волн со скоростью, зависящей от числа частиц. Поэтому спектр шумового сигнала будет состоять из двух пиков вокруг гармоники частоты обращения $n\omega_s$ и с расстоянием между пиками $\pm n\Delta\omega \sqrt{N/N_{th}}$.

На рис. 7 показано изменение спектра при охлаждении пучка. Для кривой 1 температура высокая и спектр соответствует дробовому шуму; для кривой 3 пороговое число частиц стало в 2 раза меньше числа частиц и видно существенное изменение спектра.

На рис. 8 показана зависимость мощности шума протонного пучка от тока (энергия 65 МэВ) до и после электронного охлаждения. До охлаждения разброс импульсов $3 \cdot 10^{-4}$, что соответствует температуре $T \approx 6 \cdot 10^4$ К и пороговое число частиц $N_{th} = 6 \cdot 10^9$, поэтому никаких эффектов взаимодействия при числе частиц до 10^8 не наблюдается, и мощность сигнала с пика-электрода пропорциональна числу частиц. После охлаждения температура падает до 1 К, а пороговое число частиц снижается в результате до 10^5 , что приводит к резкому уменьшению сигнала. Такое уменьше-

ние мощности шума связано с тем, что потенциальная энергия флуктуаций плотности становится заметно больше, чем кинетическая энергия относительного движения частицы, и начинает проявляться упорядоченность расположения частиц вдоль орбиты. При энергии накопителя выше критической ($d\omega/dP < 0$) происходит самогруппировка частиц охлаждаемого пучка: $N_{th} < 0$ (эффект отрицательной массы). Но даже при $N_{th} > 0$ для достижения устойчивости пучка (в условиях $N \gg N_{th}$) требуется применять особые меры по устранению взаимодействия с паразитными резонаторами «окружения», так как при этом может происходить сильное изменение $Z_0(\omega)$.

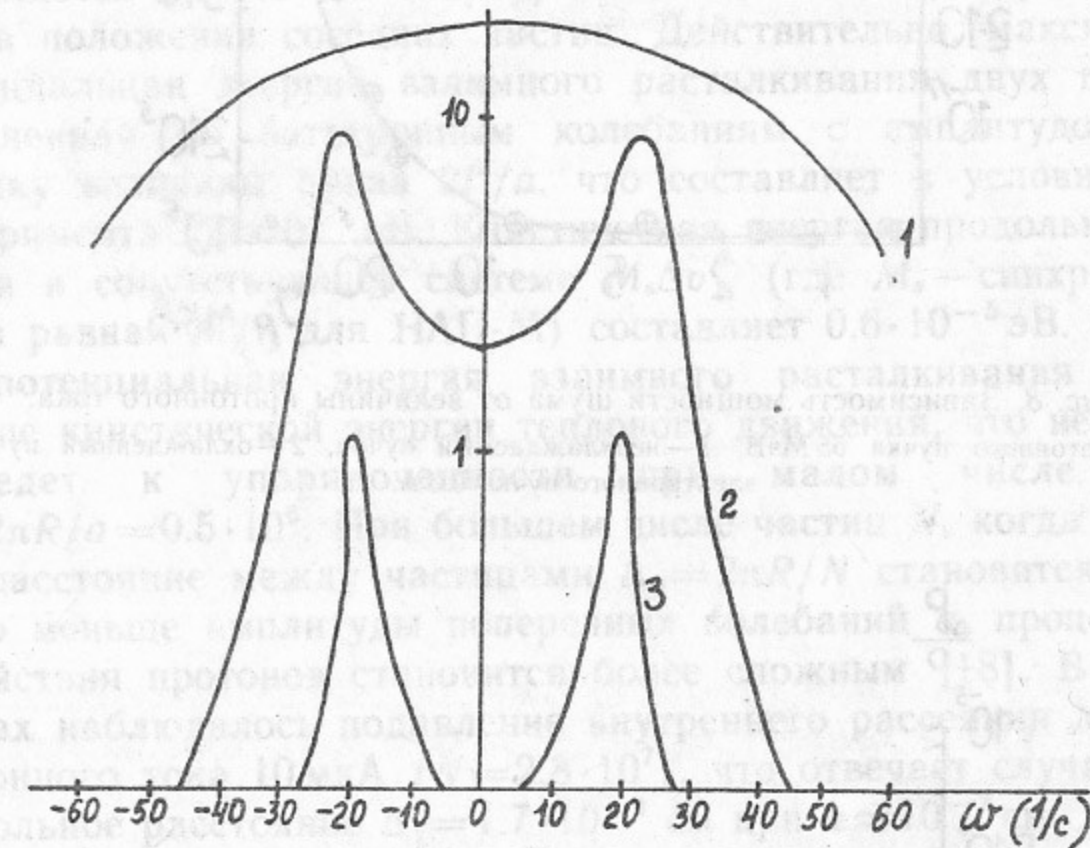


Рис. 7. Зависимость спектра пучкового сигнала при различных «температурах» протонного пучка.

Разброс частот обращения 40, 10 и 2.5 рад/с для кривых 1, 2, 3, соответственно. Отношение числа частиц к пороговому числу частиц равно, 0.125, 0.5, 2 соответственно.

Что же происходит с разбросом $\Delta P/P$ в условиях, когда $N_{th} > 0$ и выполнены условия устойчивости? На рис. 9 показаны результаты измерения при различном числе протонов в пучке на установке НАП-М ($P = 355$ МэВ, $I_e = 0.3$ А, $\tau_{\perp}^{-1} = 10$ с $^{-1}$, $\tau_{\parallel}^{-1} = 130$ с $^{-1}$). Видно, что вплоть до значения тока протонов 10 мкА величина разброса постоянна и равна $\Delta P_{\parallel}/P \approx 10^{-6}$ а при дальнейшем увеличении числа частиц начинает расти. Величина $\Delta P_{\parallel}/P \approx 10^{-6}$ хорошо согласуется с эффективной температурой в

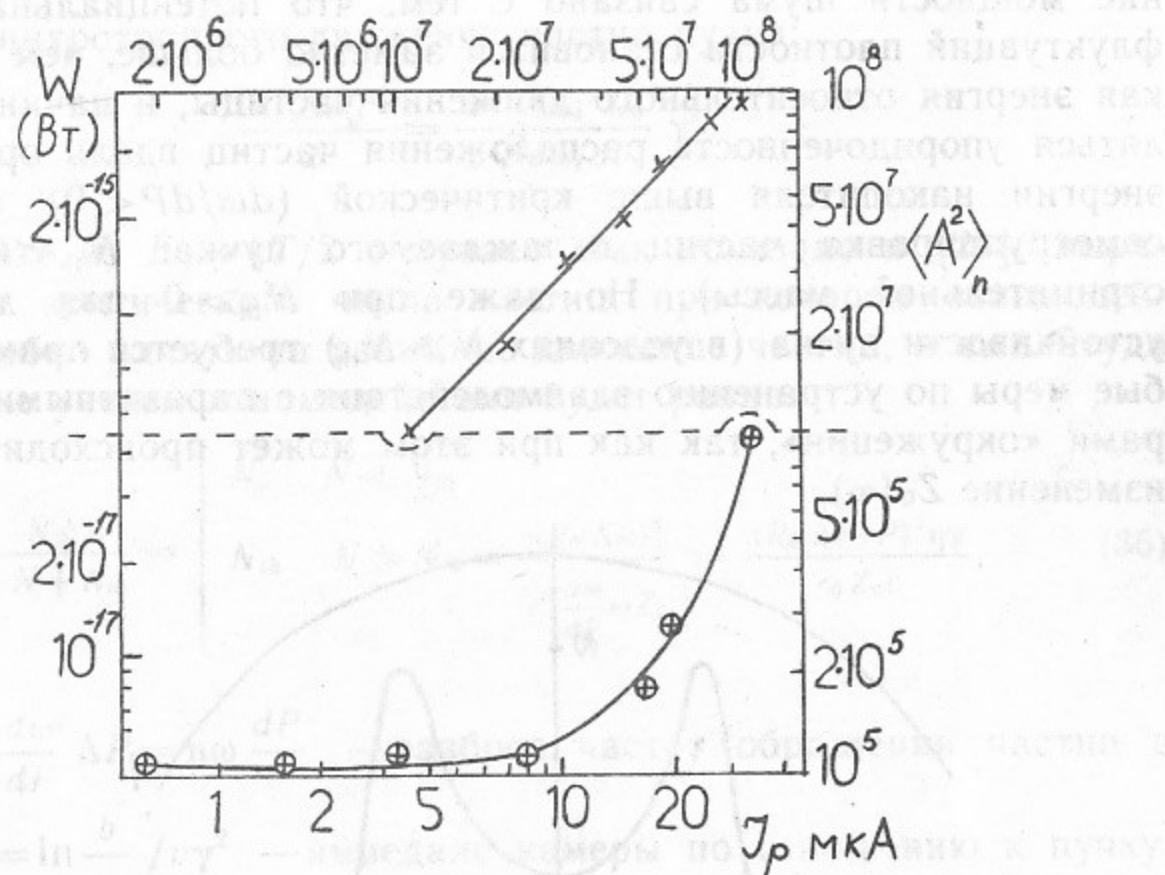


Рис. 8. Зависимость мощности шума от величины протонного тока. Энергия протонного пучка 65 МэВ; 1 — неохлаждаемый пучок, 2 — охлажденный пучок; ток электронного пучка 0.3 А.

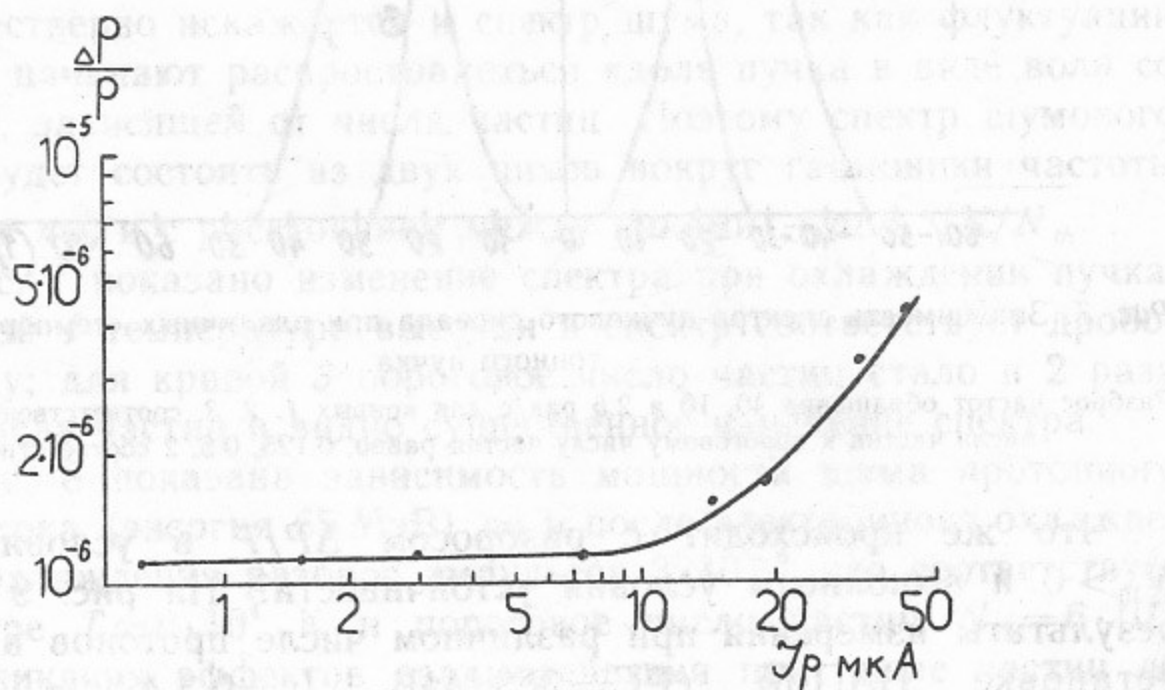


Рис. 9. Зависимость разброса продольных импульсов охлажденного протонного пучка от величины протонного тока. Энергия протонного пучка 65 МэВ, ток электронов 0.3 А.

сопутствующей системе $T_{эф} = 2e^2 n^{1/3} \approx 1$ К. Однако при описываемых значениях тока пучка должно было бы заметно сильнее проявляться внутривидовое рассеяние протонов, приводящее к нагреву [17]. Слабое влияние при токе пучка $I_p < 10$ мкА может быть связано с подавлением этого рассеяния из-за упорядоченности продольного расположения частиц в пучке. Условие $N \gg N_{th}$ означает, что энергия виртуальных флуктуаций заметно превышает кинетическую энергию хаотического движения, что и приводит к появлению упорядоченности в пучке. Подавление внутривидового рассеяния является свидетельством того, что эта упорядоченность проявляется вплоть до микроуровня, вызывая заметную корреляцию в положении соседних частиц. Действительно, максимальная потенциальная энергия взаимного расталкивания двух протонов, усредненная по бетатронным колебаниям с амплитудой a , по порядку величины равна $2l^2/a$, что составляет в условиях этого эксперимента $2.9 \cdot 10^{-5}$ эВ. Кинетическая энергия продольного движения в сопутствующей системе $M_s \Delta v_{||}^2$ (где M_s — синхротронная масса равная M/η для НАП-М) составляет $0.6 \cdot 10^{-5}$ эВ. Как видно, потенциальная энергия взаимного расталкивания заметно больше кинетической энергии теплового движения, что несомненно приведет к упорядоченности при малом числе частиц $N < 2\pi R/a = 0.5 \cdot 10^6$. При большем числе частиц N , когда продольное расстояние между частицами $\Delta_{||} = 2\pi R/N$ становится существенно меньше амплитуды поперечных колебаний a , процесс взаимодействия протонов становится более сложным [18]. В экспериментах наблюдалось подавление внутреннего рассеяния до уровня протонного тока 10 мкА ($N = 2.8 \cdot 10^7$), что отвечает случаю, когда продольное расстояние $\Delta_{||} = 1.7 \cdot 10^{-4}$ см при $a \approx 10^{-2}$ см.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПУЧКОВ В УСЛОВИЯХ ОХЛАЖДЕНИЯ

Электронное охлаждение подавляет процесс многократного рассеяния частиц пучка на атомах остаточного газа. В результате, время жизни пучка сильно увеличивается. Определяющим процессом при этом остается однократное рассеяние частиц на угол, превышающий допустимый аппертурой θ_{max} :

$$\tau = \frac{\theta_{max}^2 \gamma^2 M^2 v^3}{4\pi n_a Z_a^2 Z_i^2 e^4} = \frac{\epsilon_M \gamma^2 M^2 v^2}{\beta n_a Z_a^2 Z_i^2 e^4}, \quad (36)$$

где Z_a — заряд ядер остаточного газа; Z_i — заряд частиц пучка;

n_a — плотность остаточного газа. Из этого выражения видно, что в случае экспериментов с мишенью, если в районе мишени делать малое значение β -функции, то при одном и том же акцептансе накопителя можно заметно увеличивать время жизни ($\beta\theta_{\max}^2 = \varepsilon_M = \text{const}$).

При увеличении энергии накопленного пучка все более существенным может стать процесс гибели частиц в результате ядерного взаимодействия. Оценки показывают, что этот процесс становится существенным при импульсе охлаждаемых частиц около и выше 1 ГэВ/с/нук. Время жизни частиц в результате взаимодействия с остаточным газом можно увеличить, улучшая вакуумные условия, однако, для положительно заряженных частиц существует процесс гибели частиц, связанный с захватом электрона из охлаждаемого пучка.

Время жизни частиц по отношению к радиационной рекомбинации при относительных скоростях, малых по сравнению с атомными скоростями, пропорционально температурной электронной скорости и сильно падает с возрастанием заряда иона:

$$\tau_p = \frac{\gamma^2 v_e}{20 \alpha r_e^2 c^2 Z_i^2 \eta \ln(Z \alpha c / v_e)} \quad (37)$$

Отношение τ_p ко времени охлаждения τ равно

$$\tau_p / \tau = 0.07 \theta_T / (A \gamma^3 \beta^2 \theta_{\text{эф}}^3), \quad (38)$$

где $\theta_T = v_e / v$ — тепловой (угловой) разброс скоростей электронов, а $\theta_{\text{эф}}$ — эффективный относительный разброс скоростей охлаждаемых частиц и электронов с учетом замагниченности движения электронов, A — атомный вес охлаждаемого иона. Видно, что при $\gamma \approx 1$, $\beta \approx 1$, $\theta_T \approx 3 \cdot 10^{-3}$, $\theta_{\text{эф}} \approx 10^{-3}$, $A = 10 \tau_p / \tau \approx 10^4$, однако, при увеличении охлаждаемых углов и веса атомов A рекомбинация может стать существенной. Использование специального приема «протонного охлаждения», т. е. охлаждение холодным протонным пучком [11] полностью устраняет это затруднение.

Обратим внимание на одну особенность в процессах диффузии на остаточном газе, свойственную электронному охлаждению. Из-за того, что время охлаждения очень быстро уменьшается при уменьшении углового разброса частиц $\tau \sim \theta^3$, частицы, рассеянные на небольшие углы (меньше аппертурного), быстро охлаждаются в основной пучок. В результате рассеяния вокруг пучка образуется слабый ореол рассеянных частиц, причем, плотность ореола

Таблица 1
Параметры установок с электронным охлаждением

Название установки	НАП-М	ICE	FERMILAB	IUCF	TSR	GSI	TRAN-2	LEAR
Страна, город	СССР Новосибирск	Швейц. CERN	США Чикаго	США Блум.	ФРГ Гейд.	ФРГ Дарм.	Япония Токио	Швейц. CERN
Начало работы с электронным охл.	1974	1979	1980	1988	1989	1989	1989	1989
Сорт частиц	п р о т о н ы							
Энергия электронов, кэВ	60	25	111	300	7	310	120	40
Ток электронного пучка, А	1	22	3	4	1	10	10	2
Периметр накопителя, м	47	74	135	87	55	103	78	78
Энергия частиц, МэВ/н	85	46	200	500	120	570	220	73
Магнитное поле на участке охл., кГс	1	0,5	0,7				1,2	

растет с увеличением угла колебаний пучка (вероятность рассеяния на угол больше θ падает только как θ^2). Аналогичные эффекты наблюдаются и в распределении по энергии из-за флуктуаций ионизационных потерь. Эту особенность установившегося распределения частиц необходимо учитывать при проведении экспериментов с охлаждаемым пучком.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Для первой реализации и экспериментального изучения электронного охлаждения в Новосибирске был создан накопитель протонов НАП-М и система, создающая на участке охлаждения электронный пучок с нужными параметрами [12]. В последующие годы были созданы еще подобные установки в CERN и в США для первичного освоения электронного охлаждения [19, 20]. Следующие поколения таких установок были уже нацелены на конкретное использование в составе, как правило, тяжелоионных комплексов для решения экспериментальных задач.

Первой заработавшей в 1988 г. установкой для физических экспериментов является накопитель в США — ICUF [30]. В табл. 1 мы попытались привести основные параметры небольшой части таких установок [12, 19, 20, 30, 31, 32].

В Новосибирске после завершения экспериментов на установке НАП-М было принято решение исследовать режим охлаждения сильно замагниченным электронным пучком. Для этого была построена установка «модель соленоида» (МОСОЛ), на которой изучалась сила трения при однопролетном прохождении ионного пучка через соленоид [23]. Причина этого связана с тем, при большом магнитном поле соленоида возникают трудности с включением соленоида в состав магнитной системы кольца, а для простых измерений достаточно однократного прохождения. Параметры этой установки приведены в табл. 2.

Таблица 2

Энергия протонов, кэВ	850
Энергия электронов, эВ	470
Магнитное поле соленоида, КГс	1—4
Длина соленоида, м	2.88
Длина участка охлаждения, м	2.4
Электронный ток, мА	15
Ток протонного пучка, мкА	0.1

Эта установка позволила изучить охлаждение при очень больших плотностях электронного пучка, когда ограничением является уже внутривидовый нагрев электронов.

Попробуем описать эксперименты с электронным охлаждением, опираясь на наиболее знакомые авторам установки НАП-М и МОСОЛ с упоминанием новых методик, внесенных при разработках следующих установок.

Накопитель НАП-М выполнен как прототип накопителя антипротонов, каким он представлялся в 1970г., отсюда и его название — накопитель антипротонов, модель. Именно этим обстоятельством объясняются и выбор общих параметров накопителя, и его структура с очень длинными промежутками.

В одном из прямолинейных промежутков накопителя расположена установка с электронным пучком, схема которой показана на рис. 10. Установка имеет три прямолинейных участка, в двух из

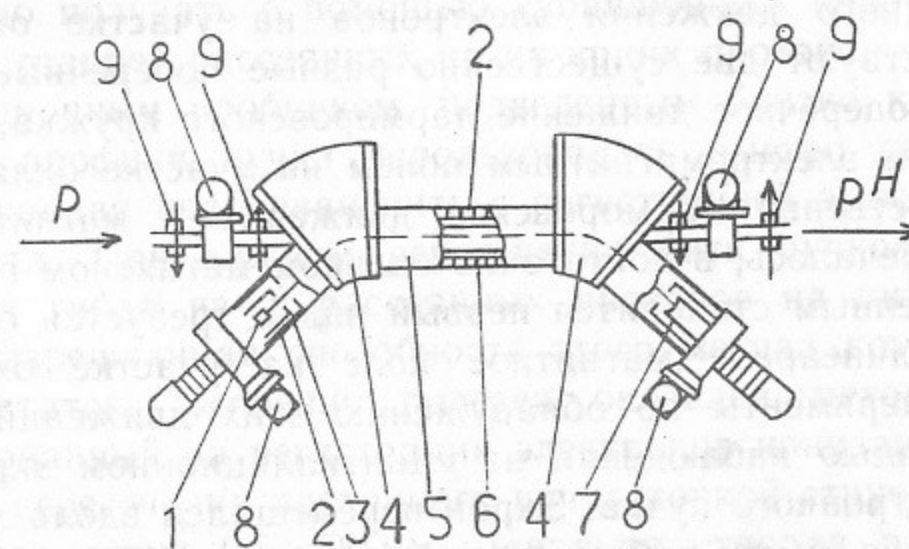


Рис. 10. Схема установки с электронным пучком:

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

которых расположены пушка и коллектор, а третий — участок охлаждения, на котором протоны движутся вместе с электронным потоком. Для формирования и транспортировки электронного пучка используется сопровождающее магнитное поле, в которое помещена электронная пушка. Прямолинейные части связаны между собой двумя участками с тороидальным магнитным полем, которые служат для ввода электронов на участок охлаждения и вывода из него. Центробежный дрейф в поворотах устранен наложением поперечного магнитного поля, «ведущего» электроны по траектории, кривизна которой совпадает с кривизной силовой линии про-

дольного поля [21]. Основным отличием следующих установок (например, ICE) было изменение направления коллекторного поворота по отношению к пушечному. При этом упрощается коррекция движения протонов, так как воздействие поперечного поля соленоида направлено в одну и ту же сторону от обоих плеч, и поэтому траектория пучка протонов испытывает параллельный перенос относительно идеальной орбиты без соленоида. Но при этом возникают трудности с накоплением отраженных электронов, колеблющихся от пушки до коллектора. В случае установки НАП-М существует постоянный дрейф таких электронов в поперечном направлении, а при схеме ICE дрейф от разных плеч установки взаимно компенсируется и такие электроны могут накапливаться. По мнению авторов, эффекты, связанные с накоплением электронов, заметно усложняют работу таких установок.

Очень важным для электронного охлаждения является отсутствие поперечного движения электронов на участке охлаждения. Здесь существуют две существенно разные поперечные скорости: одна — это поперечное движение ларморовского кружка, связанное с поперечным электромагнитным полем на участке охлаждения, и вторая — собственно ларморовское движение в магнитном поле. Как уже отмечалось, в достаточно сильном магнитном поле наиболее существенным становится первый вид и требуется очень однородное, коллинеарное магнитное поле на участке охлаждения. Первые эксперименты по обнаружению этих движений выполнялись с помощью наблюдения на сцинтилляционном экране очень тонкого электронного пучка. Экран перемещался вдоль магнитного поля и можно было наблюдать оба указанных вида движения. Если мы немного меняем магнитное поле при постоянном положении экрана, то происходит сильное изменение фазы ларморовского вращения и оно выделяется.

Тщательные измерения с помощью оптической трубы за электронным пятном позволяли достичь точности измерения углов $\sim 4 \cdot 10^{-4}$. Для измерения на установке МОСОЛ такая точность не удовлетворяла и была использована техника измерений, основанная на наблюдении за ориентацией магнитного компаса, подвешенного в карданной подвеске. К компасу было прикреплено вторичное зеркало цифрового автоколлиматора, позволяющее измерять угловые отклонения $5 \cdot 10^{-6}$, что позволило получить на этой установке коллинеарность поля около $4 \cdot 10^{-5}$ [33].

Для измерения ларморовского вращения широко используется метод наблюдения синхротронного излучения электронов в

сопутствующем магнитном поле, предложенный и реализованный в CERN на установке ICE. Этот метод позволяет контролировать ларморовское вращение прямо при полномасштабной работе установки с полным электронным током.

В экспериментах по электронному охлаждению применяли разнообразные средства наблюдения. Пикап-электроды — для измерения временной структуры и положения сгруппированного пучка, а также тепловых шумов охлажденного непрерывного протонного пучка. Очень полезными пикап-электроды оказались и при работе с электронным пучком, так как при подаче на анод небольшого высокочастотного напряжения возникала модуляция электронного тока и это позволяло с очень хорошей точностью контролировать положение пучка. Для измерения протонного и электронного токов использовались бесконтактные ферромагнитометры. Много информации о распределении пучка, особенно на больших амплитудах, можно было получать с помощью «убивающих» пробников-флажков с регистрацией рассеянных на их краях протонов специальным сцинтилляционным пробником, подведенным близко к пучку. Для измерения профиля пучка использовалась быстро пересекающая пучок микронная кварцевая нить с регистрацией эмиссии электронов из нити. При каждом пересечении нити пучком небольшая доля пучка гибла из-за рассеянных протонов на нити, но очень высокая разрешающая способность этого метода компенсировала этот недостаток. Особенно полезен оказался метод магниевой струи, основанный на регистрации электронов ионизации, возникающих при пересечении протонного пучка тонкой струей паров магния (размер струи 0.5×20 мм — широкая сторона вдоль пучка). Такая струя практически не вносит дополнительного рассеяния для протонов, давление паров $\sim 10^{-6}$ торр и добавка к среднему давлению $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ торр. Струя может перемещаться поперек пучка, при этом сигнал электронов ионизации, пропорциональный плотности протонного пучка, подается на вход Y осциллографа, а сигнал положения струи — на вход X, что позволяло наглядно видеть распределение протонов. Струю можно было останавливать в любом заданном месте; в этом случае можно было следить за изменением плотности протонного пучка во времени, например, за увеличением плотности в процессе охлаждения.

Наблюдения за потоком быстрых атомов водорода, вылетающих из участка охлаждения, с помощью двухкоординатной пропорциональной камеры с хорошим разрешением ~ 30 мкм, позволяли измерять установившиеся разбросы в протонном пучке.

Большое значение для успешной работы с электронным пучком имеет контроль его зарядового состояния, так как в пучке могут накапливаться вторичные электроны и ионы. Для управления этими процессами были разработаны специальные электроды, позволяющие накапливать ионы в пучке для компенсации пространственного заряда и очищающие пучок от электронов [13]. При экспериментах на установке МОСОЛ компенсация заряда позволила существенно увеличить плотность электронного тока. В отличие от экспериментов на накопителях в этой установке измерялось изменение энергии ионов при однократном прохождении участка охлаждения [23].

На рис. 11 показаны результаты измерения максимальной силы трения, полученной на этой установке для положительно и отрицательно заряженных частиц H^+ и H^- при различных значениях магнитного поля [23]. Видно, что при возрастании магнитного поля растет электронный ток, при котором достигается максимум

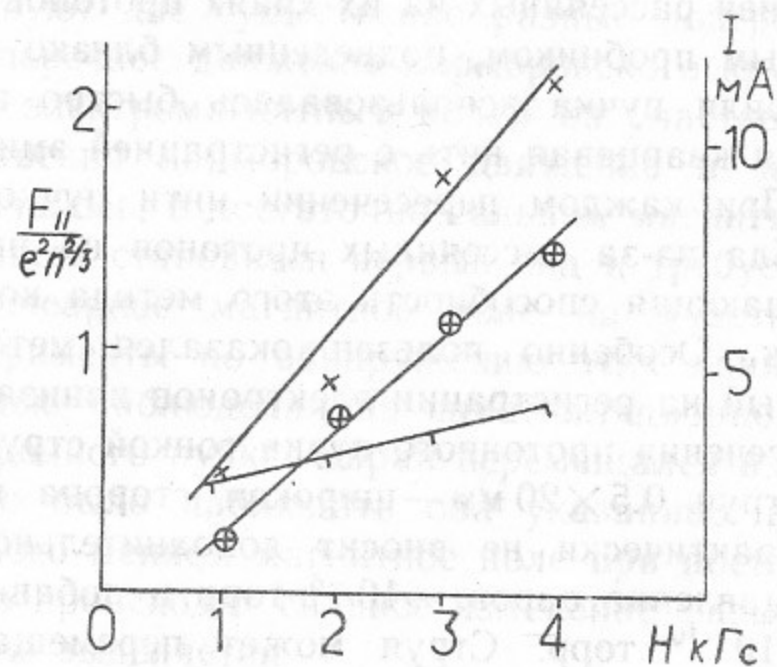


Рис. 11. Зависимость отношения максимальной силы трения к $e^2 n^{2/3}$ и оптимального тока от магнитного поля. $E=470$ эВ, диаметр электронного пучка 2 мм.

силы трения и, кроме того, для H^- довольно сильно возрастает и отношение $F/e^2 n^{2/3}$. Это означает рост достижимой силы трения практически как B^2 .

Эти результаты подчеркивают, что для получения предельно охлажденных ионных пучков большое значение имеет оптимальный выбор значения магнитного поля. Напомним, что для положительных частиц слишком большое поле увеличивает поперечный угловой разброс пучка.

Программа использования электронного охлаждения для физики элементарных частиц и ядерной физики, представленная в обзоре, напечатанном в УФН в 1978 г. [11], остается, в основных чертах, актуальной и сегодня. В настоящем обзоре мы постараемся заново оценить эти перспективы, обращая внимание на моменты, еще не ставшие привычными для широкого круга специалистов. При этом фрагментарно будут затронуты самые разные области приложений метода, в которых электронное охлаждение имеет преимущество перед стохастическим, а также, где рационально использовать их совместно.

1. Накопление пучков и повышение их качества

А. Интересные возможности открываются при использовании электронного охлаждения для получения интенсивных и высококачественных ионных пучков как для последующего вывода и ускорения, так и для экспериментов в режиме сверхтонкой внутренней мишени. Особенно важным является применение метода при получении тяжелых ионов, полностью лишенных электронной оболочки. При этом рационально ускорить ионы до достаточно высокой энергии, выпустить их из ускорителя и сфокусировать на подходящую мишень; собрав ионы, потерявшие электронную оболочку, нужно инжектировать их в накопитель и сжать в малый фазовый объем с помощью охлаждения. При достаточно высокой энергии эффективность «полной обдирки» может быть близкой к единице. Циклы накопления можно повторить многократно.

Очень важно, что электронное охлаждение позволяет получить изотопно чистые пучки, накапливая до высокой интенсивности, при необходимости, ионы даже очень редких изотопов.

Важной ветвью подобных применений является использование электронного охлаждения при накоплении высокоинтенсивных пучков поляризованных протонов и других ионов, особенно в комбинации с перезарядной инжекцией.

Б. Возможно охлаждение с полной сепарацией нестабильных ядер, получаемых как вторичные в ядерных реакциях ускоренных ионов, если их время жизни больше времени охлаждения (практически, начиная с времен жизни в 10 мс).

Интересно, что при образовании ядер в ядерных реакциях

сепарации могут быть подвергнуты и достаточно долгоживущие изомеры, начиная, примерно с энергии возбуждения 1 МэВ. Такой разницы в полных энергиях и, соответственно, в массе охлаждаемых частиц уже хватает, чтобы при выравненных линейных скоростях всех частиц пучка пространственно разделить изомеры на оптимизированном по структуре участке накопителя.

Прецизионное измерение ускоряющего электроны потенциала позволяет с той же точностью определять, фактически, линейную скорость охлаждаемых частиц. При точном знании их массы это дает прецизионное значение их энергии (импульса). В то же время при полностью фиксированных полях накопителя сравнение потенциалов, обеспечивающих точное равенство частот обращения протонов (дейтонов) и охлаждаемых частиц, позволяет измерить их массу с точностью, приближающейся к точности знания массы протона ($3 \cdot 10^{-7}$). Прецизионное определение массы таким способом возможно не только для любых самых редких стабильных изотопов, но и для нестабильных ядер со временем жизни достаточно долгим:

$$\tau > T_{\text{обр}} \left(\frac{\Delta m}{M} \right)^{-1} \quad (39)$$

Заметим, что для увеличения эффективного акцептанса и, соответственно, повышения скорости накопления вторичных ядер полезным является использование стохастического охлаждения.

В. Интересные возможности открываются перед физикой многоэлектронных систем (оболочек неполностью ионизованных атомов) на базе глубоководных накопленных ионов. Очень высокая монохроматичность пучка и его хорошая коллимированность обеспечивают достаточно хорошее разрешение при работе с лазерным, синхротронным или другим подходящим излучением. При этом легко осуществима плавная регулировка эффективной длины волны падающего излучения за счет Доплер-эффекта изменением направления падения или энергии пучка в накопителе.

Серьезной проблемой при работе с ионами, не полностью лишенными электронных оболочек, является обеспечение очень высокого среднего вакуума в накопителе, так как сечение гибели иона, связанное с потерей хотя бы одного электрона, очень велико — атомного масштаба (порядка 10^{-17} см^2) — и не падает с ростом энергии ионов. Достижение вакуума, необходимого для весьма длительного существования даже таких пучков, в настоящее время

вполне освоено. Наиболее трудной проблемой является обеспечение сверхвысокого вакуума в районе системы электронного охлаждения (устранение сильного газоотделения коллектора, принимающего весь электронный пучок, и деталей вакуумного тракта, на которые попадают теряющиеся из него электроны, и особенно, предотвращение накопления ионов в ловушке пространственного заряда электронного пучка).

Не исключено, в частности, что исследования с длительно существующими холодными ионами с электронными оболочками позволят не только изучить среды для генерации лазерного излучения в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, но и получить когерентное излучение в этом диапазоне с плавной доплеровской регулировкой генерируемой длины волны. Быть может, интересным с этой точки зрения окажется обсуждавшееся выше явление продольной упорядоченности в глубоководных ионных пучках; при этих условиях резко убывает возмущение спектров соседних ионов.

Такие исследования интересны и с точки зрения лазерного охлаждения «не голых» ионов; не исключено, что со временем оно даст возможность дополнительного еще более глубокого охлаждения ионных пучков. Кроме того, полученные в этих экспериментах данные будут важны для ионных исследований в космическом пространстве.

Г. После первого наблюдения и исследования продольной упорядоченности в протонных пучках, проведенных в Новосибирске, появилось много публикаций и проектов, ставящих задачу получения и поперечной упорядоченности [17, 18, 34]. Стали говорить о своеобразных ионных кристаллах. По всей видимости, однако, поперечная упорядоченность не достижима из-за противоречивости требования удержания пучка в сжатом состоянии, что возможно только с помощью внешней фокусировки, и требования постоянства, по крайней мере, относительного расположения ионов в поперечном направлении (или точной компенсации внешней фокусировки и кулоновского расталкивания). Кроме того, само выражение «кристаллизация», по-видимому, является неудачным (оценки показывают, что квантованность, например, продольного движения может появиться только при температуре, на много порядков более низкой, чем уже достигнутая).

Тем не менее, систематическое продолжение исследований явлений упорядоченности в ионных пучках вполне интересно.

Д. При длительном удержании ионных пучков в режиме элект-

ронного охлаждения, как уже упоминалось, происходит постепенная гибель ионов из-за «подхвата» ионами электронов из охлаждающего пучка. Основным процессом при этом является радиационная рекомбинация (см. (37)).

Вероятность образования связанного состояния с передачей избытка энергии второму электрону охлаждающего пучка мала при достигнутых сегодня плотностях электронных пучков.

Особенно возрастает роль радиационной рекомбинации для весьма многозарядных ионов (время жизни ионного пучка по этому процессу обратно пропорционально квадрату заряда ионов). Пучки тяжелых ионов можно успеть охладить, но нельзя охлаждать непрерывно: отношение времени жизни к времени охлаждения обратно пропорционально массе ионов. Задачу непрерывного охлаждения таких пучков можно решить с помощью двухзвенного холодильника [11] — электронный пучок охлаждает циркулирующий протонный с той же самой линейной скоростью, а тот охлаждает нужный ионный пучок. Эффективность протонного охлаждения может быть достаточно высокой. Ведь при заданной эффективной температуре охлаждающего пучка максимальная скорость охлаждения даже растет пропорционально $\sqrt{M/m}$ при одинаковых остальных параметрах.

Е. Сложным и мало исследованным вопросом является накопление достаточно низко-эмиттансных пучков высокой интенсивности. Большое значение эта проблема имеет для существенного повышения (по сравнению с уже достигнутой) скорости накопления антипротонов в протон-антипротонных комплексах, что имеет принципиальное значение как для повышения светимости коллайдеров, так и для широкого круга других экспериментов. Оптимальным, по нашему мнению, является комбинация стохастического предохлаждения каждой новой порции антипротонов и электронного охлаждения на этапе накопления и окончательного приготовления сгустков высокой плотности [35].

2. Работа со сверхтонкими внутренними мишенями

Весьма эффективной постановкой экспериментов оказалось использование так называемого режима сверхтонкой внутренней мишени, что успешно демонстрируется развитием электрон-ядерных исследований в электронных накопителях, в основном, пока в Новосибирске [36]. В этом режиме процессы диффузионного расплывания пучка в поперечном и продольном направлениях подав-

ляются достаточно мощным затуханием (в электронном случае — радиационным трением).

Таким образом, режим обеспечивает малый эмиттанс циркулирующего пучка и его высокую монохроматичность при реализации полной светимости эксперимента \mathcal{L}_m , определяемой только производительностью инжекции \dot{N} и сечением гибели σ_0 его частиц из-за процессов однократного взаимодействия с ядрами и электронами мишени

$$\mathcal{L}_m = \frac{\dot{N}}{\sigma_0} \quad (40)$$

Если возникают физические или технические препятствия получению достаточной толщины мишени $n_m \Delta$, достижимая светимость может оказаться ограниченной допустимым по эффектам большого тока числом частиц в накопителе N_m . В этом случае максимальная светимость будет равна

$$\mathcal{L}_m = \frac{N_m n_m \Delta}{T_0} \quad (41)$$

где T_0 — время оборота в накопителе. Одним из ограничений для $n_m \Delta$ может быть нехватка мощности электронного охлаждения, которое должно успевать гасить диффузионную деградацию параметров пучка из-за взаимодействия с мишенью.

При разном характере изменения трения с амплитудой отклонения от равновесных орбиты и фазы и разных законах вероятности малых возмущений из-за взаимодействия с мишенью могут складываться различные установившиеся распределения отклонений в пучке: от квазигауссовского уширения до невозмущенного распределения с несколько пониженным пиком и слабым хвостом больших отклонений. Кроме высокой светимости, монохроматичности, коллимированности и малого размера области взаимодействия режим сверхтонкой внутренней мишени обеспечивает полную растянутость событий во времени и свободный выход из мишени всех вторичных продуктов, в том числе и медленных осколков ядер.

А. Оценим сечения выбывания частиц из пучка из-за различных взаимодействий с атомами мишени. Их относительная роль зависит от многих параметров и конкретных особенностей накопителя.

Одним из главных процессов, приводящих к потере ионов,

является угловое отклонение в кулоновском поле ядер (и электронов) мишени. При этом сечение потери равно

$$\sigma_0 = \frac{4\pi e^4 Z_m^2 Z_i^2 \beta^*}{\gamma^2 M_i^2 v^4 \varepsilon_A}, \quad (42)$$

где ε_A — поперечный акцептанс накопителя; β^* — значение бета-функции в месте постановки мишени. Как видно, роль этого процесса падает с ростом энергии и может быть ослаблена за счет организации участка с сильной фокусировкой в районе мишени.

При малых допустимых отклонениях от равновесной энергии $\varepsilon_{\text{доп}}$ становится существенной потеря ионов пучка из-за передачи энергии электронам мишени, если

$$\varepsilon_{\text{доп}} < \varepsilon_{\text{max}} = \frac{2mv^2\gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m}{M} + \left(\frac{m}{M}\right)^2}. \quad (43)$$

При этом сечение потери иона на каждый атом мишени равно

$$\sigma_{\text{гиб}} = \frac{4\pi e^4 Z_m Z_i^2}{\gamma m v^4 M_i} \left(\frac{\varepsilon_{\text{доп}}}{E_{i \text{ кин}}}\right)^{-1}. \quad (44)$$

При низких энергиях ($\beta_i \ll \alpha Z$) для тяжелых ядер пучка и мишени определяющим фактором может стать потеря ионов за счет подхвата электрона при прохождении мишени (сечения атомного масштаба и не слишком круто падают с ростом энергии).

Напомним, что для ионов, не полностью лишенных электронной оболочки, сечение потери электрона еще больше и использование таких ионов с внутренними мишенями крайне нерационально.

При высоких энергиях определяющей становится потеря ионов за счет сильного взаимодействия с ядрами мишени с сечением

$$\sigma_{\text{гиб}} \approx 10^{-25} \text{ см}^2 A_i A_T.$$

Б. Качество охлаждаемого пучка (с точки зрения условий проведения экспериментов) определяется конкуренцией малых, не выводящих за границы поперечного и продольного акцептансов накопителя возмущений при взаимодействии с атомами мишени и охлаждения.

Для точности «спектрометрических» экспериментов особенно важным является реальное энергетическое распределение ионного пучка. Потери энергии происходят порциями путем передачи энер-

гии электронам мишени. Вероятность потери энергии ε в единицу времени составляет

$$dW = \frac{4\pi e^4 Z_i^2 Z_m^2 \langle n_m \rangle}{mv} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^2}, \quad (45)$$

где $\langle n_m \rangle$ — средняя по орбите накопителя плотность атомов мишени. Средняя скорость потерь энергии dE/dt , равная

$$\frac{dE}{dt} = \int_{\varepsilon_{\text{min}}}^{\varepsilon_{\text{max}}} \varepsilon dW = \frac{4\pi e^4 Z_i^2 Z_m^2 \langle n_m \rangle}{mv} \ln \frac{\varepsilon_{\text{max}}}{\varepsilon_{\text{min}}}, \quad (46)$$

где ε_{min} можно принять равным среднему потенциалу ионизации, заведомо легко компенсируется средней продольной силой со стороны охлаждающего электронного потока; при этом средняя скорость ионов будет, соответственно, несколько ниже скорости электронов. Заметим, что мишень рационально располагать в районе с нулевой дисперсионной функцией накопителя, чтобы скачки энергии не возбуждали дополнительно поперечные колебания ионов.

В зависимости от толщины мишени и мощности электронного охлаждения возможны качественно различные установившиеся энергетические распределения. Декремент продольного затухания в довольно широком диапазоне параметров при $v \ll c$ описывается формулой

$$\Lambda = \frac{4\pi e^4 \langle n_e \rangle Z_i^2 L_c M^2 v^3}{m(\Delta E_0^2 + \varepsilon^2)^{3/2}}, \quad (47)$$

где $\Delta E_0 = M_i v \sqrt{2e^2 n^{1/3}/m}$ — характерное отклонение энергии иона, при котором его скорость в системе центра инерции сравнивается с продольными скоростями охлаждающих электронов и начинается падение декремента охлаждения.

Особенно простой и красивый критерий эффективного подавления отклонений энергии охладителей получается при $\varepsilon_{\text{max}} = 2mv^2 \gg \Delta E_0$ (т. е. при условии $v/c \gg M/m \sqrt{2r_e n^{1/3}}$), если потребовать, чтобы даже максимальные отклонения успевали затухать до следующего столкновения:

$$\frac{4\pi e^4 Z_i^2 Z_m^2 \langle n_m \rangle}{mv} \frac{1}{\varepsilon_{\text{max}}} < \frac{4\pi e^4 Z_i^2 L_c M^2 v^3}{m\varepsilon_{\text{max}}^3}, \quad (48)$$

откуда получаем условие:

$$Z_m \langle n_m \rangle < \langle n_e \rangle \frac{L_c}{4} \left(\frac{M}{m} \right)^2. \quad (49)$$

В этих условиях узкое почти невозмущенное распределение ионов по энергии сопровождается «хвостом» ионов, отклоненных по энергии до ε_{\max} , с долей частиц в нем порядка

$$\xi = \frac{4Z_m \langle n_m \rangle}{3n_e L_c} \left(\frac{m}{M} \right)^2 \ll 1. \quad (50)$$

Максимальная светимость при этом будет составлять, следуя выражению (41),

$$\mathcal{L}_{\max} = N_{\text{пред}} v \langle n_e \rangle \xi \frac{3L_c}{Z_m} \left(\frac{M}{m} \right)^2. \quad (51)$$

В. Еще одним процессом диффузионного характера, с которым должно бороться электронное охлаждение, является многократное рассеяние на ядрах мишени. В режиме сверхтонкой мишени так же, как и для энергетического распределения, возможна ситуация, когда существенны только однократные процессы из-за сильного охлаждения. При рассеянии на ядре мишени максимальный угол отклонения, как правило, превышает допустимый апертурой накопителя и этот процесс определяет время жизни ионов в накопителе не слишком высокой энергии. Вероятность в единицу времени рассеяться на угол θ составляет

$$dW = \frac{8\pi \langle n_m \rangle Z_m^2 Z_i^2 e^4}{M^2 v^3} \frac{d\theta}{\theta^3}, \quad (52)$$

а время затухания от угла θ до установившегося значения, модифицированное выражение (47), равно

$$\tau = \frac{1}{3} \frac{m M v^3 \theta^3 \left(\frac{\beta_m}{\beta_c} \right)^{3/2}}{4\pi e^4 \langle n_e \rangle Z_i^2 L_c}, \quad (53)$$

где фактор $(\beta_m/\beta_c)^{3/2}$ связан с разными значениями β -функций в районе мишени β_m и охлаждения β_c . В результате, доля рассеянных частиц будет составлять

$$\int_0^{\theta_{\max}} dW \tau = \frac{1}{6} \frac{m Z_m^2 \langle n_m \rangle \left(\frac{\beta_m}{\beta_c} \right)^{3/2}}{M L_c \langle n_e \rangle} \theta_{\max} =$$

$$= \frac{\xi Z_m \frac{M_i}{m}}{2} \theta_{\max} \left(\frac{\beta_m}{\beta_c} \right)^{3/2}. \quad (54)$$

Из этого выражения видно, что при условии

$$Z_m \frac{M_i}{2m} \theta_{\max} \left(\frac{\beta_m}{\beta_c} \right)^{3/2} \ll 1$$

поперечное рассеяние не добавляет доли рассеянных частиц ξ .

Применение режима сверхтонких внутренних мишеней с электронным охлаждением открывает широкие возможности для повышения качества «обычных» и проведения новых экспериментов. Здесь и прецизионные измерения антипротон-ядерных, антипротон-нейтронных и ядерно-ядерных взаимодействий, начиная с самых низких энергий (в том числе — с прецизионным измерением абсолютной энергии накопленных частиц по потенциалу, дающие охлаждающие электроны); и генерация хорошо маркированных и достаточно интенсивных потоков антинейтронов и антигиперонов для изучения их взаимодействия с ядрами, и даже создание антипротон-протонной «фабрики» пар K, \bar{K} , для экспериментов по изучению CP-несохранения [37].

Краткий анализ разнообразных физических возможностей таких экспериментов содержится в уже упоминавшемся обзоре [11].

3. Эксперименты со взаимодействующими пучками

Во многих случаях предпочтительной (а иногда и единственно возможной) является такая постановка экспериментов, когда изучаемые реакции происходят между частицами, которые (обе) входят в охлажденные пучки. Решаемые таким образом задачи могут быть весьма разнообразными и, соответственно, разнообразной может быть природа и относительное движение взаимодействующих пучков.

А. Даже в области энергий, доступной для экспериментов на стационарных (в том числе внутренних сверхтонких) мишенях, оптимальными могут стать эксперименты на непрерывно охлаждаемых встречных пучках в случаях, когда требуется предельная монохроматичность и вообще предельная энергетическая чистота. В таком варианте устраняется хвост энергетического распределения, появляющийся из-за рассеяния на электронах мишени.

По крайней мере формально предельная светимость, ограниченная эффектами встречи, может оказаться при этом на порядки более высокой. Нужно только внимательно оценить разницу в эффективной энергии в различных точках области взаимодействия пучков, что зависит от конкретной постановки эксперимента. Кроме того, при желании получить максимальную светимость при ограниченном числе частиц в пучках, рационально переходить к возможно более коротким сгусткам. А это означает, что предстоит осваивать глубокое охлаждение коротких интенсивных сгустков — задача, которой еще серьезно не занимались.

Такая постановка эксперимента может оказаться оптимальной, например, для изучения семейства $C\bar{C}$ - и $B\bar{B}$ -мезонов в протон-антипротонных взаимодействиях. При этом сравнительно легко достигается эффективный энергетический разброс меньше собственной ширины состояний, а рождаться могут состояния с более слабыми ограничениями по квантовым числам, чем в случае электрон-позитронных столкновений.

Перспективной такая же постановка экспериментов может оказаться и при изучении тонкой энергетической структуры ядерно-ядерных взаимодействий. Своеобразным дополнительным достоинством может стать переход к взаимодействию ядер, полностью лишенных электронных оболочек, при изучении электромагнитных эффектов (например, рождение фотонов и электрон-позитронных пар, сопровождающее столкновение).

Особой областью приложений электронно-охлаждаемых циркулирующих пучков, в частности, протонов и антипротонов, может стать область высоких (ультрарелятивистских) энергий — конечно, если возникнет потребность и при таких энергиях вести эксперименты с весьма высоким разрешением. В этих условиях достаточно эффективным может оказаться использование для охлаждения циркулирующих электронных пучков. Поддержание низкой эффективной температуры электронов, несмотря на внутривидовое рассеяние, может быть обеспечено при этом за счет радиационного трения и подавления влияния поперечных электронных скоростей за счет сильной внешней фокусировки [38].

Б. Интересной сферой для изучения электромагнитной структуры ядра (а при достаточно высоких энергиях в с.ц.м. и кварк-глюонных эффектах в ядерной материи) может оказаться использование режима встречных электрон-ядерных пучков, охлаждаемых, соответственно, радиационно и электронно. Прежде всего, такая

постановка может стать рациональной для изучения структуры труднополучаемых редких или нестабильных ядер.

В. Очень привлекателен вариант изучения взаимодействия, скажем, протонов (дейтонов) и антипротонов при предельно низких энергиях с использованием параллельно движущихся с тонкорегулируемой малой разностью скоростей холодных пучков антипротонов и нейтральных атомов водорода. При этом с высокой эффективностью образуются электромагнитно связанные состояния с высокими и избирательно-обогащаемыми высокими орбитальными моментами [11]. Конкурирующие постановки таких экспериментов с использованием газовых мишеней (с электростатическим подтормаживанием антипротонов) или параллельно движущихся отрицательных ионов водорода не обеспечивают, по-видимому, сравнимой тонкости экспериментов.

Г. Весьма соблазнительно использовать возможность получения холодных антипротонных пучков низкой энергии, взаимодействующих на прямолинейном участке с тоже холодными пучками позитронов, движущихся параллельно с той же скоростью, для получения антиатомов. При этом окончательное охлаждение пучка позитронов и поддержание его в этом состоянии, быть может, рационально вести также с помощью электронного охлаждения [39]. Эксперименты по интерференции состояний получающихся антиатомов [37] позволят провести сравнение свойств атомного вещества и антивещества с «лэмбовской» точностью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электронное охлаждение теперь уже перестает быть только «высшим пилотажем» ускорительной физики. Как говорилось выше, во многих лабораториях построены, строятся и проектируются установки на его основе. И есть обоснованная надежда в скором времени увидеть фундаментальные результаты экспериментов описанных выше типов, а, быть может, и совсем неожиданных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bohm D., Foldy L. Phys. Rev. 1946, v.70, p.249.
2. Соколов А.А., Тернов И.М. Доклады АН СССР, 1954, т.97, с.823.
3. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей Москва, 1962.

4. Riis Erling, Poulsen Ove. Towards laser cooling of fast beam: acceleration by laser radiation pressure.—Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Rev., 1988, v.B31, N1-2, p.317—320.
5. Bliimll R. Nature, 1988, v.334, N6180, p.309—313.
6. Коломенский А.А. Атомная энергия, 1965, т.19, с.534.
7. Адо Ю.М., Балбеков В.И. Атомная энергия, 1971, т.39, с.40.
8. Mohl D., Petrucci G., Thorndahl L., Van der Meer S. Physics and Techique of Stochastic cooling.—Phys. Report, 1980, v.58, N 2, p.75—119.
9. Будкер Г.И. Эффективный метод демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных накопителях.—Атомная энергия, 1967, т.22, № 5, с.346—348.
10. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Кинетика электронного охлаждения пучков в накопителях тяжелых частиц.—Препринт ИЯФ СО АН СССР, № 225. Новосибирск, 1968; Particle Acceleration, 1977, v.8, p.1—20.
11. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц.—УФН, 1978, т.124, № 4, с.561.
12. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.И. Первые эксперименты по электронному охлаждению.—Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, (Москва, 1974).—М: Наука, 1975, т.2, с.309; IEEE Transaction on Nuclear science, 1975, VS-22, N 5, p.2093—2097.
13. Будкер Г.И., Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.И. Экспериментальные использования электронного охлаждения.—Particle Accelerators, 1976, v.7, № 4, p.197—211.
14. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Эффекты замагниченности в электронном охлаждении.—Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высокой энергии (Протвино, 1977). Серпухов, 1977, т.2, с.516—521; Физика плазмы, 1978, т.4, № 3, с.492—500.
15. Диканский Н.С., Кононов В.И., Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Пестриков Д.В., Скринский А.Н., Сухина Б.И. Изучение быстрого электронного охлаждения.—Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1978.
16. Скринский А.Н., Пархомчук В.В. Методы охлаждения пучков заряженных частиц.—Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, т.12, № 3, с.557—613.
17. Пархомчук В.В. Physics of Fast Electron Cooling.—Proc. of Workshop on Electron Cooling and Related Applications, 1984, Karlsruhe.
18. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Влияние эффектов упорядоченности на релаксацию несгруппированного холодного пучка в накопителе.—Препринт 84-48. Новосибирск, 1984; Proc. of Workshop on Electron Cooling and Related Application, 1984, Karlsruhe.
19. M. Bell, John Chaney, Meiner Herr, F.Krienen, Poul Moller-Petersen, Guido Petrusci. Electron Cooling in ICE at CERN.—Nucl. Inctrum. Method, 1981, v.190, p.237—255.
20. Ellison T., Kells W., Kerner V., Mills F., Petars R., Ruthbun I., Young D. Electron cooling and accumulation of 200 MeV Protons at Fermilab.—IEEE Trans. Nucl. Science, 1983, v.NS-30, N 4, p.2370—2392.
21. Куделайнен В.И., Мешков И.Н., Пархомчук 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.
22. Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Сухина Б.И. Температурная релаксация в замагниченном электронном потоке.—ЖЭТФ, 1982, т.82, № 6(12), с.2056—2064.
23. Диканский Н.С., Кот Н.Х., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Пархомчук В.В., Серый А.А., Скринский А.Н., Сухина Б.И. Влияние знака заряда иона на силу трения при электронном охлаждении.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-102. Новосибирск, 1987.
24. Диканский Н.С., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н., Пархомчук В.В., Серый А.А., Скринский А.Н., Сухина Б.И. Предельные возможности электронного охлаждения.—Новосибирск, 1988, Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-61.
25. A. Pivinsky Proc. of International Conf. on Cooling of High Energy Accelerators, Stanford, Cal.1974, p.405.
26. Derbenev Ya.S. Proc. 6th All Union Conf. on Charger-Particle Accelerators, Dubna, 1978, v.1, p.119.
27. Пархомчук В.В. Охлаждение тяжелых частиц.—XIII Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий. Новосибирск, 1986, т.1, с.320—322.
28. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Тепловые шумы интенсивного пучка в накопителе.—ЖТФ, 1980, т.50, № 7, с.1411—1418.
29. Дементьев Е.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.
30. Robert Pollok. IUCF Cooler ring status.—Particle Accelerators Conference, 1989, Chicago.
31. T. Katayama, K. Cmida, T. Monma, T. Hattori et al. Initial Operation of cooler ring TRAN2.—Particle Accelerator Conference, 1989, Chicago.
32. Arnold W., Baumann P. et al. The Heidelberg heavy ion test storage ring TSR.—XIII International Conference on High Energy Accelerators. Novosibirsk, 1986, v.1, p.334—340.
33. Араров Л.Н., Диканский Н.С., Кокоулин В.И., Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Пархомчук В.В., Смирнов Б.М., Сухина Б.И. Прецизионный соленоид для электронного охлаждения.—XIII Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий, т.1, с.341—343.
34. The TSR Group, First electron cooling of heavy ions at the New heidelberg storage ring TSR.—XIV International conference on high Energy Accelerators, Tsukuba, 1989.
35. Всеволожская Т.А., Гришанов Б.И.,... Источник антипротонов для УНК ИФВЭ.—Препринт ИЯФ СО АН СССР 80-182. Новосибирск, 1980.
36. Будкер Г.И. Собрание трудов, М.: Наука, 1982, с.360.
37. Production and Investigation of Atomic Antimater.—Proceedings of Symposium Antimater'87, Karlsruhe, 1987.
38. Derbenev Ya.S., Skrinisky A.N. On high energy electron cooling.—Preprint INP 79-87, 1987.
39. Артамонов А.С., Дербенев Я.С. Охлаждение позитронов в замагниченном электронном пучке.—ЖЭТФ, 1988, т.94, № 5, с.15—24.

В.В. Пархомчук, А.Н. Скринский

Электронное охлаждение: физика и перспективы применения

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 10.09 1990 г.

Подписано в печать 10.09 1990 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 102

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР.*

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.