

ОХЛАЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

В.В. Пархомчук
Институт ядерной физики СО АН СССР
Новосибирск, 630090

Введение

Методы охлаждения пучков заряженных частиц^{1,2}, существенно улучшающие качество пучков в ускорителях и накопителях, открывают уникальные возможности в области экспериментов по физике элементарных частиц и ядерной физики³. Результаты, полученные на встречных pp в ЦЕРН, и успешно начатые эксперименты в лаборатории Ферми США демонстрируют плодотворность практического использования методов охлаждения. В данном докладе приводится краткое описание методов стохастического и электронного охлаждения и их предельных возможностей с точки зрения получения минимальных эмиттансов пучков.

Стохастическое охлаждение

Для конкретности изложения рассмотрим систему охлаждения поперечных степеней свободы, в которую входят пикап-электроды в виде полосковых линий с эффективным волновым сопротивлением Z , усилитель с коэффициентом усиления K и полосой частот W и корректирующие движение частиц полосковые линии, в дальнейшем называемые кикерами. При пролете пикап-электродов заряженная частица (заряд e) создает на кикере напряжение

$$U = KeWZx/A \quad (1)$$

с эффективной длительностью $\tau \approx 1/W$, где x — координата частицы в момент пролета, A — апертура в месте расположения пикап-электродов. Затухание будет происходить наиболее быстро, если расстояние между пикапом и кикером будет составлять $v\Delta\theta = \pi k + \pi/2$ (v — частота бетатронных колебаний), так чтобы корректирующий сигнал, связанный с координатой частицы, действовал против скорости движения частицы и вызывал уменьшение импульса:

$$\Delta P_{\perp} = \frac{eU}{A} \cdot \frac{1}{W} \approx \frac{Ke^2Z}{A^2} x(t-\tau), \quad (2)$$

что вызовет затухание колебаний частиц с декрементом

$$\lambda_{\perp} = -\frac{1}{\varepsilon_{\perp}} \frac{d\varepsilon_{\perp}}{dt} = K \frac{r_p Z c}{\gamma \beta \varepsilon_{\perp}} f_0, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{\perp} = A^2/\beta_0$ — акцептанс ускорителя, $r_p = e^2/Mc^2$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, f_0 — частота обращения частиц. Ясно, что остальные частицы, находящиеся вблизи данной (их число $\Delta N = Nf_0/W$, N — полное число частиц), приводят к ухудшению затухания. Так, если данная частица имеет амплитуду колебаний a , то присутствие остальных частиц приводит к возбуждению когерентных колебаний с дипольным моментом:

$$\Delta(ea) = -ea \frac{\lambda_{\perp}}{f_0} - e a \Delta N \frac{\lambda_{\perp}}{f_0} = -ea(1 + \Delta N) \frac{\lambda_{\perp}}{f_0} \approx -ea \Delta N \frac{\lambda_{\perp}}{f_0}. \quad (4)$$

Видно, что для успешного затухания требуется выполнить хорошо известное условие когерентной устойчи-

вости системы ($\Delta(ea) < ea$):

$$\lambda_{\perp} < W/N. \quad (5)$$

При выполнении этого условия когерентные колебания будут затухать за время одного оборота. Разброс частот обращения частиц должен удовлетворять двум условиям. С одной стороны, он не должен быть слишком велик, чтобы за время движения от пикапа до кикера частицы не выходили из зоны действия собственного импульса напряжения: $\Delta f/f_0 = f_0 2\pi/(W\Delta\theta)$. С другой стороны, при малом разбросе частот обращения частицы во взаимодействующей группе находятся слишком долго, что тоже может приводить к уменьшению декрементов охлаждения. Время нахождения в одной группе $\tau_{gr} = f_0/\Delta f/W$ может составить заметное число оборотов в ускорителе: $m = \tau_{gr}/T_0 = f_0^2/\Delta f/W$, что приводит к дополнительному фактору в ограничении (5):

$$\lambda_{\perp} < \frac{W}{N} \frac{1}{m} = \frac{W}{N} \frac{\Delta f}{f_0}. \quad (6)$$

Тепловые шумы системы стохастического охлаждения определяют установившиеся эмиттансы охлаждаемых пучков (при их малой интенсивности). Предполагая, что шумы на выходе системы охлаждения можно охарактеризовать эффективной температурой T входного сопротивления Z :

$$\Delta U^2 = 4kTZWK^2, \quad (7)$$

получаем в качестве оценки величину установившегося эмиттанса пучка

$$\varepsilon_{\perp c} = \frac{4kT}{PW} k, \quad (8)$$

где P — импульс частиц.

Основным способом уменьшения $\varepsilon_{\perp c}$ при сохранении достаточно быстрого охлаждения стало создание большого числа параллельно работающих систем пикап-электрод — усилитель — кикер. В этом случае можно заметно уменьшить коэффициент усиления K при сохранении декремента охлаждения λ_{\perp} , $K_n = K/n$ (n — число пикап-электродов), а значит, и соответственно установившееся значение $\varepsilon_{\perp c}$. Так, при $\varepsilon_{\perp} = 200$ мм·мрад, $\gamma = 4$ требуется суммарный коэффициент усиления $K = 2 \cdot 10^8$ ($Z = 50$ Ом, $f_0 = 15 \cdot 10^6$) для получения $\lambda_{\perp} \approx 1$ с⁻¹, что приводит при $T = 300$ К к значению установившегося эмиттанса $\varepsilon_{\perp c} = 20$ мм·мрад при $n = 100$ и $W = 10^9$ Гц. Другим способом уменьшения $\varepsilon_{\perp c}$ является уменьшение T путем замораживания входных систем, как реализовано в лаборатории Ферми, где ведется охлаждение до $T \approx 70$ К.

Электронное охлаждение

Электронное охлаждение основано на взаимодействии пучка тяжелых частиц с сопутствующим электронным потоком. При не слишком высоких энергиях электронный пучок можно получать электростатичес-

ким ускорителем в электронной пушке и удерживать от поперечного разлета продольным магнитным полем. В этом случае продольная температура электронов в сопутствующей системе координат оказывается очень мала, а поперечное движение подавлено сильным магнитным полем, что приводит к существенному улучшению охлаждающих свойств электронного пучка^{4,5}. Продольная температура определяется взаимным расталкиванием электронов и при быстром ускорении в электронной пушке будет составлять $T_e \approx e^2 n_e^{1/3}$ (n_e — плотность электронов). При дальнейшем движении вдоль участка охлаждения наблюдаются эффекты разогрева продольной степени свободы за счет внутрипучкового рассеяния электронов, однако, достаточно сильное магнитное поле подавляет это рассеяние^{6,7}. Процесс охлаждения в принципе идет до выравнивания температур пучка частиц и электронов. Однако при столь низких эффективных температурах электронного пучка $T_e \approx e^2 n_e^{1/3} \approx 1$ К появляется существенная разница в охлаждении положительно и отрицательно заряженных частиц⁸. Отрицательно заряженные частицы действительно затухают до T_e , а положительно заряженные испытывают дополнительную диффузию в поперечном направлении из-за образования и разрыва пар электрон-частица при влете и вылете из области охлаждения (квазиреккомбинация). Величина декремента охлаждения при условии, что скорости частиц достаточно велики, имеет вид⁵

$$\lambda_{\perp} = \frac{4\pi r_e r_p c L_c n_e \eta}{\gamma^2 \beta^2 (\Delta P_{\perp}/P)^3}, \quad (9)$$

где $r_e = e^2/mc^2$, $r_p = e^2/Mc^2$ — классические радиусы электрона и частицы, $L_c = \ln(\alpha_{\max}/\alpha_{\min})$ — кулоновский логарифм, η — доля орбиты, занятая электронным пучком. Величина λ_{\perp} названа декрементом несколько условно, так как в процессе охлаждения ($\Delta P_{\perp}/P \rightarrow 0$) скорость охлаждения резко возрастает. Как уже отмечалось выше, процесс охлаждения отрицательно заряженных частиц идет до достижения частицами эффективной температуры электронов $T_{\text{эфф}} \approx e^2 n_e^{1/3}$ ($n_e \approx 2 \cdot 10^8$ см⁻³, $T_{\text{эфф}} \approx 1$ К), а значит, поперечные эмиттансы могут достигать значений

$$\varepsilon_{\perp c} = \beta_0 \left(\frac{\Delta P_{\perp}}{P} \right)^2 = \beta_0 \frac{2T_{\text{эфф}}}{\gamma^2 \beta^2 M c^2}, \quad (10)$$

где β_0 — значение бета-функции на участке охлаждения. Так, при $\gamma\beta = 1$ минимально достижимый эмиттанс пучка $\varepsilon_{\perp c} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ см·рад ($\beta_0 = 10^3$ см), что представляет большие возможности при использовании таких пучков.

Влияние эффектов интенсивности пучка тяжелых частиц

Новые эффекты возникают при охлаждении интенсивных пучков тяжелых частиц. Малые эмиттансы и энергетический разброс приводят к повышению роли взаимодействия между частицами пучка. Наиболее ярко это взаимодействие проявилось в изменении характера шумов пучка, наводимых на пикап-электродах. Напряжение, наводимое в кольцевом пикап-электроде, пропорционально локальной плотности пучка

$$\varrho(\theta, t) \approx \sum_{a=1}^N \delta(\theta - \theta_a(t)) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \exp(in\theta)/2\pi, \\ A_n = \sum_{a=1}^N \exp(-in\theta_a(t)), \quad (11)$$

где $\theta_a(t)$ — азимутальное положение a -частицы пучка, содержащего N частиц. С учетом взаимодействия частиц дисперсию амплитуд гармоник A или мощность шума пучка на частоте nf_0 можно записать в виде⁹:

$$\langle |A_n|^2 \rangle = \frac{N \cdot N_{th}}{N + N_{th}} = \begin{cases} N, & N \ll N_{th}, \\ N_{th} = \frac{\pi R_0 \Delta \omega^2}{e^2 \omega_0 d\omega/dP}, & N \gg N_{th}, \end{cases} \quad (12)$$

где $\Delta \omega$ — разброс частоты обращения. При малом числе частиц мощность шумового сигнала $\langle |A_n|^2 \rangle$ пропорциональна числу частиц — так называемый дробовой шум пучка. В обратном продольном случае $N \gg N_{th}$ мощность шума не зависит от числа частиц, а пропорциональна температуре пучка. Такое уменьшение мощности шума связано с тем, что потенциальная энергия флуктуации плотности становится заметно больше, чем кинетическая энергия движения частицы, и начинает проявляться упорядоченность частиц по орбите. При энергии накопителя выше критической $d\omega/dP < 0$ будет происходить самогруппировка частиц охлаждаемого пучка $N_{th} < 0$ (эффект отрицательной массы). Но даже при $N_{th} > 0$ для достижения устойчивости пучка требуется применять особые меры по устранению взаимодействия с паразитными резонаторами, где резко меняется Z .

Что же происходит с разбросом $\Delta P_{\parallel}/P$ в условиях, когда $N_{th} > 0$ и выполнены условия устойчивости?

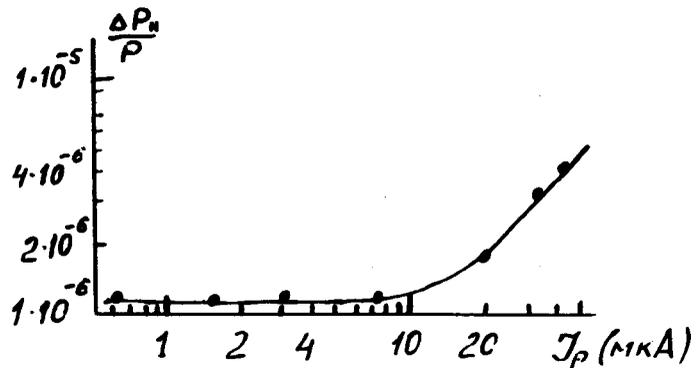


Рис. 1.

На рис. 1 показаны результаты измерения $\Delta P_{\parallel}/P$ при различном числе частиц в пучке на установке НАП-М ($P_c = 355$ МэВ, $I_e = 3$ А, $\lambda_{\perp} = 10$ с⁻¹, $\lambda_{\parallel} = 130$ с⁻¹). Видно, что вплоть до 10 мкА протонного тока величина разброса составляет $\Delta P_{\parallel}/P \approx 10^{-6}$ и при дальнейшем нарастании числа частиц начинает расти. Величина $\Delta P_{\parallel}/P \approx 10^{-6}$ хорошо соответствует эффективной температуре в сопутствующей системе $T_{\text{эфф}} = e^2 n_e^{1/3} \approx 1$ К. Однако при описываемых токах пучка должны заметно сильнее проявляться внутрипучковое рассеяние протонов и нагрев $\Delta P_{\parallel}/P$. Аналогичные эффекты подавления передачи энергии поперечного движения в продольную степень свободы обнаружались и при измерении энергетического разброса электронного пучка^{6,7}.

Взаимодействие частиц в поперечном направлении приводит к ослаблению фокусировки и может сдвигать частоты бетатронных колебаний к опасным «машинным» резонансам и в принципе ограничивает сжатие пучка. Компенсация такого сдвига бетатронных частот перестройкой фокусирующей структуры накопителя оказывается малоэффективной из-за сильной зависи-

мости сдвига от амплитуд колебаний внутри пучка. Сдвиг частоты для пучка частиц длиной l в продольном направлении должен быть меньше расстояния до ближайшего резонанса ($\Delta\nu_{\max}$):

$$\Delta\nu = \frac{r_p R_0 (N/l)}{2\epsilon_{\perp} c \beta^2 \gamma^3} \lesssim \Delta\nu_{\max}, \quad \epsilon_{\perp} c \gtrsim \frac{r_p R_0 (N/l)}{2\Delta\nu_{\max} \beta^2 \gamma^3}. \quad (13)$$

На рис. 2 показаны измерения эмиттанса охлажденного протонного пучка при малой энергии 1.5 МэВ ($\beta^2 \gamma^3 \approx 3.2 \cdot 10^{-3}$), где наиболее ярко проявляются эти эффекты. Пунктирная прямая — результат вычисления эмиттанса по формуле (13) при $\Delta\nu_{\max} = 0.15$.

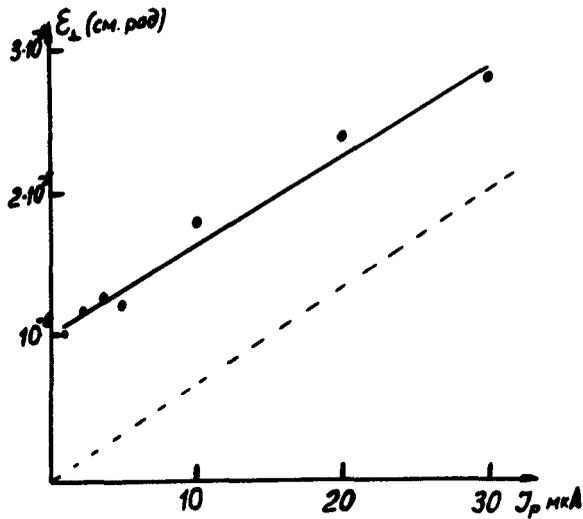


Рис. 2.

Другим эффектом, проявляющимся в интенсивном охлажденном пучке, является эффект внутривпучкового рассеяния^{10,11}. Если частота обращения частиц в накопителе растет с увеличением их энергии, внутреннее рассеяние ведет лишь к выравниванию температур по всем степеням свободы, что в лабораторной системе ведет к появлению продольного разброса импульсов в γ раз большего, чем поперечный разброс. Совсем другая ситуация возникает, если частота обращения протонов в накопителе падает с ростом энергии (выше критической энергии накопителя). Две частицы, совершающие, например, радиальные бетатронные колебания и имеющие равновесную энергию, после рассеяния могут скачком изменить свои энергии. Этим одновременно возбуждаются дополнительные радиальные бетатронные колебания, и, если энергия выше критической, результирующие бетатронные колебания будут в среднем больше, чем начальные. Поэтому происходит не простое выравнивание температур по степеням свободы, а, так сказать, «самонагрев» пучка, который может быть ограничен только наличием трения. Для оценки времени разогрева можно использовать выражение для электронного охлаждения (9), модифицированное для пучка частиц:

$$\tau^{-1} = \frac{1}{\epsilon_x} \frac{d\epsilon_x}{dt} = \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \frac{r_p^2 L_c c \sqrt{\beta_0}}{\gamma^2 \beta^3 \epsilon^{5/2}} \quad (14)$$

(для случая $\Delta P_{\parallel} / P \ll \gamma \Delta P_{\perp} / P$, $\epsilon_x \approx \epsilon_z \approx \sigma^2 / \beta_0$). В случае использования электронного охлаждения декремент растет с уменьшением ϵ_{\perp} как $\epsilon_{\perp}^{-3/2}$, а скорость нагрева как $\epsilon_{\perp}^{-5/2}$; в результате устанавливается некоторое равновесное значение ϵ_{\perp} , однако при разумных параметрах электронного пучка заведомо раньше наступит

ограничение (13). В случае же стохастического охлаждения время охлаждения интенсивного пучка составляет от десятков минут до часов ($N \approx 10^{11} \div 10^{12}$), и в этом случае внутривпучковое рассеяние становится существенным. Эксперименты в ЦЕРН на накопителе АА показали¹¹, что при $\epsilon_x \approx 3.9$ мм·мрад, $\epsilon_z \approx 7.6$ мм·мрад $\tau_x \approx 2$ часа для $N = 6 \cdot 10^{11}$.

Во встречных $p\bar{p}$ пучках большое значение имеет малость эмиттанса накопленных пучков, так как светимость равна

$$L \approx f_0 \frac{N^2}{4\pi\epsilon_{\perp} \beta_{\text{max}}} = f_0 \frac{\gamma_{\text{max}} N \Delta\nu_{p\bar{p}}}{r_p \beta_{\text{max}}}. \quad (15)$$

При этом для достижения большого значения $\Delta\nu_{p\bar{p}}$ требуется малое значение ϵ_{\perp} , определяемое, как правило, эффектами, нагревающими пучок в накопителе. Связь между $\Delta\nu_{p\bar{p}}$ и $\Delta\nu$, получаемым в накопителе антипротонов, определяется уравнением

$$\Delta\nu_{p\bar{p}} \approx \Delta\nu \beta \gamma^2 \frac{l}{2\pi R_0}, \quad (16)$$

где β , γ , l , R_0 относятся к накопителю антипротонов. Из этого выражения видно, что получение больших $\Delta\nu$ в накопителе антипротонов позволит увеличить светимость $p\bar{p}$.

Литература

1. Будкер Г.И. Эффективный метод демпфирования колебаний частиц в протонных и антипротонных накопителях. — Атомная энергия, 1967, т.22, 5, с.346-348.
2. Möhl D., Petrucci G., Thorndahl L., Van der Meer S. Analysis and Technique of Stochastic Cooling. — Phys. Rep., 1977, v.58, N 2, p.75-119.
3. Будкер Г.И., Скринский А.Н. Электронное охлаждение и новые возможности в физике элементарных частиц. — Успехи физических наук, 1978, т.124, вып.4, с.561-595.
4. Дербенев Я.С., Скринский А.Н. Эффекты замагниченности в электронном охлаждении. — Физика плазмы, 1978, т.4, 3, с.492-500.
5. Скринский А.Н., Пархомчук В.В. Методы охлаждения пучков заряженных частиц. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, вып.3, с.557-613.
6. Куделайнен В.И., Лебедев В.А., Мешков И.Н. и др. Температурная релаксация в замагниченном электронном потоке. — ЖЭТФ, 1982, т.82, вып.6, с.2056-2064.
7. Диканский Н.С., Кокоулин В.И. и др. Быстрое электронное охлаждение в диапазоне малых относительных скоростей. — Труды настоящей конференции.
8. Parkhomchuk V.V. Physics of Fast Electron Cooling. Proc. of the Workshop on Electron Cooling and Applications. Karlsruhe, 1984, p.71-83.
9. Пархомчук В.В., Пестриков Д.В. Тепловые шумы интенсивного пучка в накопителе. — ЖТФ, 1980, т.50, 7, с.1411-1418.
10. Bjorken J.D., Mtingwa S.K. Intra-beam Scattering. — Particle Accelerators, 1983, v.13, p.115-143.
11. Conte M., Martini M. Intra-beam Scattering in the CERN AA. — Particle Accelerators, 1985, v.17, p.1-10.

Discussion

С.Г. Арутюнян. Учитывалась ли кривизна траекторий частиц при вычислении сдвигов частот бетатронных колебаний?

В.В. Пархомчук. Установки с охлаждением имеют, как правило, достаточно длинные прямолинейные промежутки и рассматриваются, как правило, пучки с малыми лоренц-факторами. Поэтому в большинстве случаев приведенная оценка оказывается правильной. Если же мы достаточно далеко уходим от этого, то данные оценки, конечно, надо уточнить.