

Д. 36

24

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Я.С.Дербенев

УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖ-
ДЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ НЕУСТОЙЧИ-
ВОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Работа поступила - 10.09 1980года.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов.

Подписано к печати 9.10.80г. МН 06948 Формат 30 x 42 1/8

Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. 0,8 печ.л.

Учётно - изд. 0,6 л. Тираж 250 экз. Заказ № 185 Бесплатно

Отпечатано на ротапринтере Института Ядерной Физики

Сибирского Отделения Академии Наук СССР

630090, Новосибирск - 90, Проспект Науки, 11

ПРЕПРИНТ 80-185



УСИЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ
НЕУСТОЙЧИВОСТЬЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Я. С. Дербенев

А Н Н О Т А Ц И Я

Продольная сносная неустойчивость электронного пучка может быть использована для многократного усиления коллективного отклика на возмущение со стороны тяжелой частицы, т.е. для увеличения эффекта трения в методе электронного охлаждения. Неустойчивость создается наложением поперечного осциллирующего магнитного поля (ондулятора) на продольное магнитное поле, сопровождающее электронный пучок. Можно реализовать, в зависимости от условий, мелкомасштабные неустойчивости трех видов: циклотронного типа, отрицательной продольной массы и радиационную неустойчивость (используемую в системах ЛСЭ). Достижимое усиление ограничивается насыщением неустойчивости в нелинейном режиме, статистическими флуктуациями поля и взаимным экранирующим влиянием тяжелых частиц. Обсуждаются меры, позволяющие сделать действие развившегося отклика максимально полезным. Рассмотрены способы подавления влияния дробового шума электронного пучка.

Метод дает возможность повышать на несколько порядков скорость охлаждения пучков с большим фазовым объемом в широком диапазоне энергий, включая релятивистские.

I. Приведем сначала качественные соображения в пользу того, что существует принципиальная возможность усиления эффекта трения при кулоновском взаимодействии. На быстровращающуюся заряженную частицу в плазме, как известно, действует сила трения

$$\vec{F}(\vec{v}) = - \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m v^2} L(v) \frac{\vec{v}}{v} \equiv - \frac{(ze)^2}{\rho_{sh}^2} L(v) \frac{\vec{v}}{v}.$$

где ze - заряд частицы, e , m и n_e - заряд, масса электронов и их плотность, $L(v) = \ln(\rho_{max}/\rho_{min})$ - кулоновский логарифм. Условие быстроты означает, что скорость частицы v велика по сравнению с тепловой скоростью электронов $v_e = \sqrt{T_e/m}$. При этом максимальный прицельный параметр в кулоновском логарифме равен расстоянию динамического экранирования дальнедействующих кулоновских сил $\rho_{sh} = v/\omega_e$, где $\omega_e = (4\pi n_e e^2/m)^{1/2}$ - электронная плазменная частота. Из-за быстроты частицы это расстояние велико по сравнению с собственным дебаевским радиусом плазмы: $\rho_{sh} \gg \lambda_D = v_e/\omega_e$, что означает, что во взаимодействии с быстрой частицей эффективно участвуют коллективные степени свободы плазмы, отвечающие возбуждению, за характерное время $\sim \omega_e^{-1}$, группового движения электронов в сфере радиуса $\sim \rho_{sh}$. Это возбуждение, однако, мало так, что вклад коллективных мод в полный отклик сводится к незначительному увеличению кулоновского логарифма ($\rho_{min} \sim e^2/mv^2$).

Коллективный отклик мог бы быть увеличен пропорционально числу электронов в сфере взаимодействия, если бы начальные возбуждения могли спонтанно возрасти. Для этого плазма должна обладать способностью к самобунчировке, то есть быть неустойчивой, в области длин волн $\lambda_D < \lambda \lesssim v/\omega_e$.

2. Общая идея электронного охлаждения - метода демпфирования углового и энергетического разброса пучков тяжелых заряженных частиц - заключается, как известно [1,2], в том, что пучок на прямолинейном участке орбиты погружается в сопутствующий электронный пучок (проходящий или циркулирующий в смежном накопителе), имеющий более низкую температуру. При этом тяжелые частицы испытывают торможение относительно электронной среды, аналогично тому, как это происходит в плазме при $T_i \gg T_e$.

Предлагаемый принцип усиления естественным образом включается в логическую схему метода. На участке охлаждения должны быть созданы такие условия, чтобы движущаяся "электронная плазма" оказывалась неустойчивой в указанной области длины волны. Тогда производимое ионом на входе возбуждение будет переноситься электронным потоком, развиваясь при этом независимо от иона по экспоненциальному закону; на выходе из электронного пучка ион получит импульс, скоррелированный с его скоростью на входе. Достаточно сильная корреляция возможна, во всяком случае, пока возбуждение не входит в нелинейный режим, т.е. модуляция плотности в нужном масштабе расстояний остается относительно малой. Нужно, конечно, обеспечить на выходе оптимальные фазовые соотношения в положении и скорости иона относительно спущенной им электронной "лавины". Такая задача облегчается тем, что движение ионов и электронов в заданных полях совершенно различно; кроме того, пучки после взаимодействия на "входе" могут быть вообще разведены и затем вновь сведены на "выходе" (рис. I).



Рис. I

Другим важным условием является достаточная малость уровней шумов в электронном потоке на входе, т.е. "собственных" флуктуаций плотности, которые также будут подвергаться усилению; этот вопрос мы обсудим ниже.

3. Механизм неустойчивости с необходимыми свойствами можно создать, если на продольное магнитное поле, сопровождающее электронный пучок, на участке охлаждения наложить поперечное, осциллирующее вдоль пути пучка магнитное поле относительно малой амплитуды. Для простоты будем считать это поле спирально-

переменным; в комплексной форме

$$H_x + iH_z = \alpha H e^{2i\pi y/\lambda_0}, \quad H = \text{const}$$

где x и z - поперечные координаты, y - продольная, H и α - величина и угловое отклонение полного магнитного поля от продольного направления, λ_0 - шаг спирали. Если поперечный размер пучка электронов мал по сравнению с λ_0 , то можно пренебречь поперечной неоднородностью магнитного поля. Поле H должно быть большим настолько, чтобы ларморовская частота электронов значительно превосходила плазменную (условие подавления влияния пространственного заряда, или замагниченности):

$$\Omega_L = eH/mc \gg \omega_e = \sqrt{4\pi j_e e / \rho_e},$$

где j_e и ρ_e - плотность тока и импульс электронов в лаб. системе, а частоты Ω_L и ω_e отнесены к сопровождающей системе. При движении в таком поле неизменным параметром является энергия $\mathcal{E} = \gamma mc^2$ или полная скорость v , а поперечная и продольная компоненты скорости изменяются по законам:

$$v_{\perp} \equiv v_x + i v_z = u e^{i\psi} + \theta_0 v e^{2i\pi y/\lambda_0}, \quad u = \text{const}, \quad \dot{\psi} = \Omega_L$$

$$\theta_0 = \alpha/\Delta, \quad \Delta = 1 - 2\bar{r}_1 c/\lambda_0 eH \equiv 1 - \lambda_L/\lambda_0, \quad \bar{r}_1 = \mathcal{E} \bar{v}_{\parallel}/c^2$$

$$v_{\parallel} = v - |v_{\perp}|^2/2v \equiv \bar{v}_{\parallel} + \theta_0 u \cos(\psi - 2\pi y/\lambda_0), \quad \bar{v}_{\parallel} = v(1 - \theta_0^2/2) - u^2/2v$$

где u и ψ - амплитуда и фаза свободных ларморовских колебаний скорости, $\theta_0 v$ - амплитуда колебаний, вынуждаемых поперечным полем, \bar{v}_{\parallel} - среднее по фазам значение продольной скорости.

4. В такой системе, получившей название ондулятора, возможны три типа коллективных неустойчивостей.

1) Неустойчивость отрицательной продольной массы реализуется в области

$$\frac{1}{\mu v} = \frac{d\bar{v}_{\parallel}}{d\bar{p}_{\parallel}} = \frac{1}{\gamma m} \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{\beta^2 \theta_0^2}{\Delta} \frac{\lambda_L}{\lambda_0} \right) / \left(1 + \frac{\theta_0^2}{\Delta} \right) < 0,$$

т.е. когда средняя скорость \bar{v}_{\parallel} становится убывающей функцией энергии, из-за возрастания вынужденной поперечной скорости^{1/3/}

При достаточной удаленности резонанса $\Delta = 0$ можно пренебречь поперечной подвижностью электронов; в этом приближении электрическая проницаемость электронного пучка (в сопровождающей системе) есть

$$\epsilon_{\vec{R}\omega} = 1 - \frac{\gamma^3 m}{\mu_{||}} \frac{\omega_e^2}{\omega^2} \cos^2 \chi, \quad \cos \chi = k_{||}/k$$

где $\vec{R} = (k_{||}, \vec{k}_{\perp})$ - волновой вектор. Инкремент неустойчивости ($\omega = \pm i\Lambda$) равен

$$\Lambda(\vec{R}) = \omega_e |\cos \chi| \left(\gamma^3 m / |\mu_{||}| \right)^{1/2} \equiv \Lambda_0 |\cos \chi|$$

при условии $\Delta \gg \Lambda / \Omega_L$, $\mu_{||} < 0$.

2) Если условие $\Delta \gg \Lambda / \Omega_L$ не выполнено, то кулоновская неустойчивость, вообще говоря, не исчезает, но переходит в другой режим. Так, при $\Delta < 0$ вблизи суммового резонанса между плазменными и ларморовскими колебаниями электронов, когда

$$|\omega_e + \Omega_L - \gamma_{||} k_0 v| \ll \omega_e,$$

возникает неустойчивость, которую можно назвать циклотронно-ондуляторной. Оценки в резонансном приближении дают для максимального инкремента значение $\Lambda_{\max} = \theta_0 \sqrt{\omega_e \Omega_L} / 2\sqrt{2}$, при $\Delta \approx -\omega_e / \Omega_L$. Использование этой неустойчивости кажется более предпочтительным в нерелятивистском случае, при $\beta \ll 1$. Условие одночастичной устойчивости движения электронов в поле ондулятора ограничивает Λ_{\max} величиной $\omega_e / 2\sqrt{2}$.

3) В релятивистской области, начиная от значений $\gamma \approx 2$, может оказаться эффективным также радиационный механизм неустойчивости [3-6], связанный с генерацией когерентного излучения на длинах волн, удовлетворяющих условию

$$k - k_{||} \bar{v}_{||} / c \approx k_0 \bar{v}_{||} / c; \quad k_0 = 2\pi / \lambda_0$$

основанные на этом принципе системы получили общее название лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). Максимальный инкремент этой неустойчивости в случае достаточно широкого пучка равен

$$\Lambda_{\text{rad}} = |\Lambda| \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\gamma^3 \theta_0^2 k_0 c / 2 |\Delta| \right)^{1/3}, \quad \text{если } \Lambda_{\text{rad}} \gg |\Lambda|.$$

Радиационная неустойчивость из-за узости ее спектра не является столь универсальной для использования в электронном охлаждении, как кулоновские неустойчивости, спектр которых простирается от самых коротких длин волн порядка собственного дебаевского радиуса электронов до самых длинных порядка поперечных размеров пучка. Но, возможно, в определенных условиях использование радиационного механизма окажется выгодным.

5. Для иллюстрации возможностей усиления сделаем основные оценки для случая неустойчивости отрицательной продольной массы. Фурье-компонента электрического поля, наведенного ионом в электронной среде, есть

$$\vec{E}_{\vec{R}\omega} = - \frac{4\pi i k \vec{R}}{k^2} (\epsilon_{\vec{R}\omega}^{-1} - 1) \rho_{\vec{R}\omega}^i,$$

где $\epsilon_{\vec{R}\omega}$ - электрическая проницаемость, $\rho_{\vec{R}\omega}^i$ - фурье-гармоника плотности заряда иона. Принимая во внимание начальное условие $\vec{E}(\vec{r}, t=0) = 0$, получим изменение импульса иона за пролет:

$$\delta \vec{p} = -(ze)^2 \int \frac{i \vec{k} d^3 k}{4\pi^2 k^2} \Lambda \int_0^T dt \int_0^t dt' e^{\Lambda(t-t') + i \vec{k} \vec{R}(t,t')}$$

(вкладом полюса $\omega = -i\Lambda$ пренебрегаем), где $\vec{R}(t,t') = \vec{z}(t) - \vec{z}(t')$, координата $\vec{z}(t)$ описывает движение иона относительно электронной среды, T - момент выхода иона из среды. В рассматриваемых нами условиях $R \gg r_D$, $\Lambda_0 T \gg 1$ можно выполнить интегрирование по $d^3 k$:

$$\delta \vec{p} = - \frac{(ze)^2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^T dt \int_0^t dt' \frac{\partial}{\partial \vec{R}} \sqrt{\frac{\Lambda_0}{(t-t') R R_1}} e^{\Lambda_0 \frac{R_1}{R} (t-t')}$$

где R_1 - величина поперечной к магнитному полю компоненты $\vec{R}(t,t')$. Используя вновь условие $\Lambda_0 T \gg 1$, мы можем сделать приближение: $\vec{R} \rightarrow \vec{z}(T) - \vec{z}(0) - \vec{v}_T \tau - \vec{v} t'$, $\tau = T - t$, предполагая, что на участках входа и выхода ($\Delta t \sim 1/\Lambda_0$) скорость постоянна. Пусть также $\vec{v}_T = \vec{v}_0 = \vec{v}$. Окончательный результат зависит еще от преобразования $\vec{z}_0 \rightarrow \vec{z}_T$. В "естественном" случае $\vec{z}_T - \vec{z}_0 = \vec{v} T$ знак $\delta \vec{p}$ совпадает со знаком \vec{v} во всех направлениях, т.е. получается антитрение. Положение с поперечным охлаждением можно исправить введе-

нием фокусирующих элементов в поперечных направлениях. Например, эффект поперечного охлаждения обеспечивается в следующих случаях:

а) $\vec{\Sigma}_1(T) = \vec{\Sigma}_1(0)$ — единичная матрица преобразования;

б) $\vec{\Sigma}_1(T) - \vec{\Sigma}_1(0) = -\zeta \vec{v}_1 T$, $\zeta > 0$ — числовой параметр.

Оба преобразования удовлетворяют условию каноничности. Остановимся на случае б) как более простом для расчета. При этом

(в приближении $|\vartheta_{||}| \ll \zeta v_1$, $\zeta \lambda_0 T \gg 1$):

$$S \vec{p}_1 = - \frac{(ze)^2}{\sqrt{2\pi} T} \frac{e^{\lambda_0 T}}{(\lambda_0 T)^{3/2}} \zeta \vec{v}_1 \left(1 - \frac{\lambda_0 T \vartheta_{||}^2}{\zeta^2 v_1^2}\right) e^{-\frac{\vartheta_{||}^2 \lambda_0 T}{2 \zeta^2 v_1^2}},$$

$$S p_{||} = \frac{(ze)^2}{\sqrt{2\pi} T} \frac{e^{\lambda_0 T}}{(\lambda_0 T)^{3/2}} \frac{\vartheta_{||}}{(\zeta v_1)^3} e^{-\frac{\vartheta_{||}^2 \lambda_0 T}{2 \zeta^2 v_1^2}}.$$

Возникающий эффект трения, как видно, сосредоточен в области $|\vartheta_{||}|/v_1 \approx \zeta/\sqrt{\lambda_0 T}$. Его особенностью в нашем примере является аномальный знак продольного трения. Однако этот "дефект" уже не препятствует использованию механизма усиления с полной возможной эффективностью по всем направлениям, так как может быть обойден с помощью приема "подметания" [2], состоящего в том, что продольную скорость электронов изменяют в процессе охлаждения с быстротой порядка максимальной быстроты изменения скорости иона под действием трения, но не большей (рис. 2):

$$(\dot{\beta}_e)_{ext} \approx f_0 (S p_{||})_{max} / p^2 M, \quad (S p_{||})_{max} = \frac{(ze)^2}{\sqrt{5,4\pi}} \frac{e^{\lambda_0 T}}{\zeta^2 v_1^2 \lambda_0 T^2},$$

где f_0 — частота обращения ионов по их орбите. Напомним, что $\vartheta_{||}$ — скорость отдельного иона относительно электронного пучка.

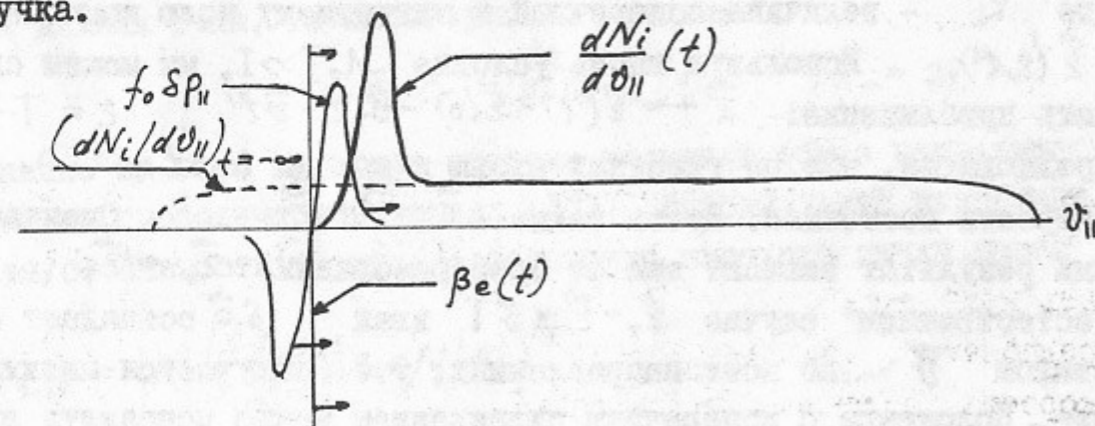


Рис. 2

После того, как скорость электронного пучка в процессе такого изменения пересечет всю ширину начального распределения продольных скоростей ионов, их скорости соберутся в некотором узком интервале, т.е. осуществится продольное охлаждение, за время $\sim \Delta p_{||} / f_0 (S p_{||})_{max}$.

Поперечное охлаждение имеет несколько меньшую максимальную (при данной ϑ_1) мощность:

$$(S p_{\perp})_{max} \sim (S p_{||})_{max} / \sqrt{\lambda_0 T},$$

поэтому его можно осуществлять либо одновременно с продольным, несколько (в $\sqrt{\lambda_0 T}$ раз) замедлив подметание, либо после.

6. Возможности обеспечения правильных фазовых соотношений и, в конечном счете, эффекта охлаждения не исчерпываются рассмотренными способами. Например, положительный знак трения можно получить при $\vec{\Sigma}_T - \vec{\Sigma}_0 = (\vec{v}_{||} + \zeta \vec{v}_1) T$, $\zeta > 0$ (в частности, $\zeta = 1$ при движении ионов "по инерции"), если на участках возбуждения (вход) и отклика (выход) электронный пучок остается устойчивым; при этом в игру включаются плазменные (ленгмюровские) осцилляции. Наконец, при использовании неустойчивостей других типов сам процесс усиления будет сопровождаться колебаниями плазмы ($\omega_e \rightarrow \omega_e + i\Lambda$), что дает дополнительные возможности.

7. Кроме трения, частицы будут испытывать рассеяние на флуктуациях плотности, развивающихся от начального уровня на входе. В случае неустойчивости отрицательной массы приращение энергии относительного движения $E' = M v^2 / 2$ равно:

$$\langle S E_{rel} \rangle = \frac{2\pi^2 z^2 e^4}{M} \int \frac{\alpha^3 k}{k^2} g_{\vec{k}}^2 \frac{\Lambda^2 e^{2\Lambda T}}{[\Lambda^2 + (\vec{k} \cdot \vec{v})^2]^2},$$

где $g_{\vec{k}}^2$ — величина, определяемая спектральной мощностью флуктуаций плотности и скорости на входе:

$$\langle (n_{\vec{k}} + \dot{n}_{\vec{k}}/\Lambda)(n_{\vec{k}'} + \dot{n}_{\vec{k}'}/\Lambda)^* \rangle_{t=0} = g_{\vec{k}}^2 S(\vec{k} - \vec{k}').$$

Условием охлаждения является $(\vec{v} S \vec{p})_{t_2} > \langle S E_{rel} \rangle$. Оценки показывают, что в случае действия на входе неослабленного дробового шума (режим насыщения тока электронной пушки, при

этом $g_k^2 = n_e$ коэффициент усиления поля

$$k = e^{\lambda_0 T}$$

не должен превышать отношение масс M/m (с точностью до логарифмических факторов), в противном случае диффузия преобладает над трением.

8. Существуют возможности уменьшения влияния (подавления) дробового шума.

1) Хорошо известно, что дробовой шум резко уменьшается коллективным взаимодействием при работе в так называемом "режиме 3/2". При ускорении электронов до больших энергий, пучок после выхода из участка "3/2" следует ускорять адиабатически медленно ($\gamma \dot{\omega}_e \ll \omega_e^2$), чтобы происходило дальнейшее падение уровня шумов.

2) Принципиальные возможности уменьшения влияния дробового шума существуют и при работе электронной пушки в режиме насыщения. Идея заключается в создании на входе в участок охлаждения (откуда начинается экспоненциальное развитие флуктуаций) таких фазовых соотношений в шуме (отношений $\delta \dot{n} / \delta n$), чтобы избежать усиления "надтеплового" уровня шума (тепловые флуктуации не могут иметь фазовых корреляций). Это оказывается возможным благодаря тому, что граничным условием на катоде для дробового шума является $\delta \dot{n} = 0$, т.е. отсутствие групповых флуктуаций скорости электронов. Пусть, например, после участка быстрого ускорения пучок проходит область дрейфа за время \hat{t} ; тогда

$$\begin{aligned} \delta n(\hat{t}) &= \delta n_0 \cos \omega_e \hat{t}, \\ \delta \dot{n}(\hat{t}) &= -\omega_e \delta n_0 \sin \omega_e \hat{t}, \end{aligned}$$

и при $\tan \omega_e \hat{t} = \lambda / \omega_e$ получаем $g_k^2 = 0$.

Эффективность использования плазменных биений для подавления шума ограничивается, вообще говоря, угловой дисперсией частот, т.е. зависимостью $\omega_e(k/k)$. Эта дисперсия (разброс) быстро падает, если область дрейфа приближать к катоду, прерывая ее участок ускорения, ввиду продольного скатия волн ($k_1^2/k_0^2 \approx T_c / \gamma \omega_e \lambda_0 T$, где T_c - температура катода, $\omega_e = (\gamma - 1) m c^2$).

Другим существенным ограничивающим фактором является неоднородность плотности пучка по его сечению, т.е. зависимость $\omega_e(\hat{r}_1)$. В целом видимые сегодня возможности подавления дробового шума требуют детального изучения в физических и технических аспектах.

Допустимый (по эффекту диффузии) коэффициент усиления пропорционален коэффициенту депрессии дробового шума Γ^2 :

$$(e^{\lambda_0 T})_{\text{доп}} \sim (M/m) \Gamma^2.$$

9. Остановимся кратко на основных ограничениях достижимого усиления.

1) Наиболее принципиальным ограничением является конечность числа электронов, эффективно участвующих в отклике:

$$(e^{\lambda_0 T})_{\text{max}} \sim n_e R_{\text{eff}}^3, \quad (I)$$

где R_{eff} - характерный размер области взаимодействия. В рассмотренном выше примере $R_{\text{eff}} \sim 3 \hat{r}_1 T$; в общем случае R_{eff} также пропорционально разбросу скоростей ионов. Смысл этого ограничения очевиден: при таком усилении деформация электронного облака размером $\sim R_{\text{eff}}$ становится по порядку величины единичной, т.е. неустойчивость входит в нелинейный режим, и экспоненциальная эволюция прекращается.

2) Флуктуации плотности электронного пучка на входе дают ограничение

$$(e^{\lambda_0 T})_{\text{max}} \sim \Gamma \sqrt{n_e R_{\text{eff}}^3}$$

при $\Gamma > \sqrt{n_e R_{\text{eff}}^3}$ ограничение (I) остается главным.

3) Нужно иметь в виду, что при заданной продольной температуре ($T_{\text{ell}} \approx m \overline{v_{\text{ell}}^2} \approx T_c^2 / \gamma \omega_e$ [17]) уровень дробового шума не может быть сделан меньше величины, отвечающей термодинамическому равновесию по продольной степени свободы в электронном пучке (взаимодействие с поперечной практически равно нулю вследствие замагниченности [8,9]); это означает, что

$$\Gamma \approx \Gamma_{\text{max}} \sim (n_e e^2 R_{\text{eff}}^2 / T_{\text{ell}})^{1/2}.$$

При $\Gamma = \Gamma_{\max}$: $(e^{10T})_{\text{zon}} \sim T_i / T_{\text{en}}$.

4) Дополнительное ограничение связано с "дробовым шумом" от самих возбуждающих частиц: так как в сфере взаимодействия находятся $\sim n_i R_{\text{eff}}^3$ частиц-ионов, то

$$(e^{10T})_{\max} \leq \frac{n_e R_{\text{eff}}^3}{(n_i R_{\text{eff}}^3)^{1/2}} = \frac{n_e}{\sqrt{n_i}} R_{\text{eff}}^{3/2}, \quad (n_i R_{\text{eff}}^3 \gg 1).$$

10. Параметрическая оценка достижимого максимального декремента при ограничении (I) дает величину

$$(\zeta_c^{-1})_{\max} \approx \frac{m}{M} f_0$$

т.е. рассматриваемый способ в линейном режиме усиления дает в качестве предельной возможность охлаждать циркулирующий пучок за несколько тысяч оборотов при произвольно высокой начальной температуре.

11. Коллективное взаимодействие охлаждаемых частиц (непосредственное кулоновское или через электронный пучок) в тех случаях, когда оно не подавляется затуханием Ландау из-за разброса частот движения, может ограничивать (уменьшать) расстояния эффективного взаимодействия ионов с электронами. Если пренебречь разбросом частот поперечных колебаний, то соответствующее ограничение максимального декремента при данном числе частиц N в несбундрованном пучке и данном радиусе эффективного взаимодействия R_{eff} есть:

$$(\zeta_c^{-1})_{\max} \approx \frac{\beta c}{N \delta} \rho^2 \left(\frac{\delta}{R_{\text{eff}}} \right)^4, \quad (R_{\text{eff}} \leq \delta)$$

где δ - поперечный размер охлаждаемого пучка. Последнее ограничение в рассматриваемом способе практически всегда оказывается существенно слабее (на несколько или даже на много порядков) аналогичного ограничения в методе "стохастического" охлаждения /10-13/, использующего радиочастотные обратные связи:

$$(\zeta_c^{-1})_{\max} \approx \frac{\beta c \delta}{N A^2} \cdot \left(\frac{A}{\ell} \right)^2, \quad \delta \leq A \leq \ell$$

где A - эффективная апертура камеры накопителя, ℓ - эффективная длина взаимодействия, определяемая шириной полосы пропускания усилителя. Особенно велико отличие в ультрарелятивистской области. Важно, что это ограничение не усиливается, а ослабляется в процессе охлаждения ($R_{\text{eff}} \approx \delta \approx v$). Кроме того, при накоплении, охлаждение поступающих порций частиц не замедляется существенным образом присутствием уже накопленного интенсивного пучка, в отличие от метода стохастического охлаждения. В этих отношениях предлагаемый способ практически сохраняет свойства "обычного" электронного охлаждения.

Оценки скорости охлаждения с учетом перечисленных ограничений и технических возможностей показывают целесообразность создания охлаждающей системы с использованием описанного принципа. Конечно, для полного выяснения новых возможностей требуется еще детальная теоретическая проработка всех принципиальных свойств и сопутствующих факторов метода.

12. Особый интерес представляет изучение возможностей использования электронных неустойчивостей при охлаждении (например, протон-антипротонных встречных пучков) циркулирующим радиационно-охлаждаемым электронным пучком. Такая цель кажется трудно достижимой из-за нагрева электронного пучка, но сегодня не следует исключать возможности получения положительного эффекта.

Автор благодарит А.М.Кондратенко и Е.Л.Салдина за многочисленные полезные обсуждения, А.В.Бурова за помощь в исследовании коллективных неустойчивостей электронного пучка, А.Н.Скринского, С.Т.Белчева, В.В.Пархомчука, И.Н.Менкова, Д.В.Пестрикова, Б.Н.Брейзмана, В.И.Волосова, Б.В.Черикова за интерес к работе и критику.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер. Атомная энергия, 22, в.5 (1967).
2. Г.И.Будкер, А.Н.Скринский. УФН, 124, 561 (1978).
3. А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин. Препринт ИЯФ 79-78 (1979).
4. N.M.Kroll, W.A.McMillan. *Phys.Rev.* A17, 300 (1978)
5. В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин, ИЭФ 76, 930(1979)
6. А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин. ДАН СССР 249, 843 (1979).
7. Г.И.Будкер, Н.С.Диканский, И.Н.Мешков, В.В.Пархомчук, Д.В.Нестриков, А.Н.Скринский, Б.Н.Сухина. Труды IV Все-союзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.2, 309, "Наука" (1975).
8. Я.С.Дербенев, А.Н.Скринский. Физика плазмы 4, 492 (1978).
9. Я.С.Дербенев. Автореферат диссертации. Новосибирск, 1978.
10. S. van der Meer. CERN/ISR-RF/72-46 (1972).
11. Я.С.Дербенев, С.А.Хейфец. ИФ 49, 352 (1979).
12. Я.С.Дербенев, С.А.Хейфец. ИФ 49, 363 (1979).
13. Ya. S. Derbenev, S. A. Kheifetz. *Part. Acc.* 9, 237 (1979).