

УДК 621.384.6

Интенсивный электронный пучок в методе электронного охлаждения

И. Н. Мешков, А. В. Смирнов, Е. М. Сыресин
Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

Обсуждаются методы формирования интенсивных электронных пучков с малым угловым и энергетическим разбросом, разработанные при создании устройств электронного охлаждения в ускорительной технике. Эти методы представляют значительный практический интерес для широкого круга специалистов, работающих с интенсивными электронными пучками.

Охлаждение пучков в накопителях

Согласно теореме Лиувилля 6-мерный фазовый объем, который занимают частицы пучка, остается постоянным во времени, как бы ни "старалась" фокусирующая система ускорителя сжать пучок или растянуть сгусток частиц, если только в пучок каким-либо способом не введено "трение", т. е. потери энергии частиц. В отсутствие трения фазовый объем сохраняется:

$$\Gamma(t) = \int d^3\vec{p} d^3x = \text{const.}$$

Он может только деформироваться, т. е. пучок может расширяться или сжиматься, но при этом, соответственно, возрастают или уменьшаются значения \vec{p}_\perp (угловой размер $\theta = p_\perp/p_\parallel$).

Охлаждение пучка и означает введение трения, уменьшающего \vec{p}_\perp и Δp_\parallel — разброс по импульсу, а тогда фокусирующая система накопителя сжимает пучок, уменьшая его поперечный размер (эмиттанс) и разброс частиц по продольному импульсу. В этом случае происходит увеличение плотности частиц, и в тот же фазовый объем (акцептанс) накопителя можно многократно инжектировать новые порции частиц, т. е. накапливать их в значительно большем количестве. Трение подавляет также многократное рассеяние частиц на остаточном газе в накопителе, в результате чего возрастает время жизни частиц. Итак, для увеличения фазовой плотности пучка в системе обязательно должны присутствовать силы диссипативного характера.

Охлаждение электронных и позитронных пучков в накопителях происходит "автоматически" за счет магнитотормозного или синхротронного излучения [1, 2]. Это "радиационное охлаждение" широко применяется для накопления частиц и формирования плотных пучков в электрон-позитронных коллайдерах. В результате в них достигается светимость до $10^{33} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

При охлаждении ионных пучков в накопительных кольцах (кулерах) используют электронное [1–4], стохастическое [1, 2, 5, 6] и лазерное охлаждение [2, 4, 7]. С появлением кулеров в ядерно-физических исследованиях открылись качественно новые возможности — масс-спектрометрия сверхвысокого разрешения [4, 8], разделение изотопов и изомеров [4], постановка прецизионных экспериментов на пучках с предельно малым разбросом по энергии частиц (до 10^{-6}). Охлаждающий электронный пучок является идеаль-

ной мишенью для изучения физики электрон-ионной рекомбинации и атомной спектроскопии [4].

Развитие методов охлаждения электронных и ионных пучков позволило в настоящее время приступить к разработке электрон-ионных коллайдеров [9].

Метод электронного охлаждения

Основой метода электронного охлаждения, предложенного Г. И. Будкером [3] в 1966 г., является "теплообмен" между пучком ионов, циркулирующих в накопителе, и пучком холодных электронов, движущихся с той же средней скоростью. С этой целью в одном из прямолинейных промежутков накопительного кольца устанавливается система электронного охлаждения. Ионный пучок на каждом обороте часть своего пути летит в сопровождающем его электронном облаке. Благодаря тому, что средние скорости электронов и ионов равны: $v_i = v_e \equiv v_0$, сечение их взаимодействия при кулоновских столкновениях резко возрастает. Величина этого сечения определяется теперь скоростью частиц в системе v_0 , а не их средними скоростями. Это приводит к возникновению эффективного трения ионов и быстрому их охлаждению. Медленные ионы, движущиеся со скоростью $v_i > v_0$, "подхватываются" облаком электронов и ускоряются. Быстрые ионы, движущие со скоростью $v_i < v_0$, тормозятся облаком электронов. В результате такого "теплообмена", вызванного кулоновским взаимодействием частиц, температура ионов уменьшается до тех пор, пока не станет равной температуре электронов T_e :

$$T_i = T_e.$$

Сила трения иона определяется кулоновскими столкновениями с электронами. Просуммировав по всем столкновениям иона с электронами при разных прицельных параметрах ρ , найдем величину потерь энергии иона на единицу длины, или значение силы трения:

$$F = -\frac{dE_i}{ds} = -\frac{4\pi Z^2 n_e e^4}{m v_i^2} \ln \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}}.$$

Сила трения, действующая на ион, движущийся в электронном газе с функцией распределения электронов по скоростям $f(v_e)$, выражается формулой [3]:

$$\bar{F} = -\frac{4\pi n_e e^4 Z^2 L}{m} \int \frac{\bar{v}_i - \bar{v}_e}{|\bar{v}_i - \bar{v}_e|^3} f(v_e) d^3 v_e, \quad (1)$$

где v_e, v_i — скорости электронов и ионов; $L = \ln \rho_{\max} / \rho_{\min}$ — кулоновский логарифм; ρ — прицельный параметр.

Кинетика электронного охлаждения обладает рядом особенностей, отличающих ее от релаксации двухкомпонентной плазмы [1—4]. Эти особенности связаны с анизотропией функции распределения электронов по скоростям и замагниченностью электронов. Поперечная температура электронов определяется температурой катода и составляет $T_{\perp} = T_c \approx 0,1$ эВ. Продольная температура обусловлена начальным тепловым разбросом скоростей электронов на катоде и их дальнейшим электростатическим ускорением в электронной пушке, а также кулоновским взаимодействием между электронами:

$$T_{\parallel} \approx \frac{T_c^2}{\beta^2 \gamma^2 m c^2} + e^2 n_e^{1/3} \approx 3 \cdot 10^{-7} + 1 \cdot 10^{-4} \text{ эВ},$$

где $\beta = v/c$; $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$; $\gamma mc^2 = eU_0 + mc^2$; U_0 — потенциал катода; n_e — плотность электронного газа в системе частиц. В результате электроны имеют "сплюснутую" функцию распределения по скоростям:

$$f(\vec{v})d^3v = \left(\frac{m}{2\pi}\right)^{3/2} \frac{1}{T_{\perp}\sqrt{T_{\parallel}}} e^{-mv_{\perp}^2/2T_{\perp} - mv_{\parallel}^2/2T_{\parallel}} 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel},$$

$$m\Delta_{\perp}^2 = T_{\perp}, \quad m\Delta_{\parallel}^2 = T_{\parallel} \ll T_{\perp},$$

где Δ_{\perp} , Δ_{\parallel} — среднеквадратичная поперечная и продольная скорости электронов.

Величина силы трения (1) существенно зависит от скорости иона. В области высоких скоростей ионов $v_i > \Delta_i$ эффекты сплюснутости не играют роли, и сила трения та же, что и для изотропной функции распределения.

При расчете силы трения существенную роль играет эффект замагниченности электронов пучка [1—4], когда в своем движении электроны строго следуют силовой линии поля. Качественно критерий замагниченности можно сформулировать как требование того, что в системе частиц средний поперечный ларморовский радиус электрона

$$\langle \rho_{\perp} \rangle = \frac{m\Delta_{\perp}c}{eB} < n_e^{-1/3}$$

меньше среднего расстояния между ними. В этом случае электроны "выглядят" как ларморовские кружки, скользящие вдоль силовых линий (со скоростью v_{\parallel}) и не "цепляющие" друг друга, т. е. практически не взаимодействуя.

Для сплюснутого распределения незамагниченных электронов по скоростям ($T_{e\parallel} \ll T_{e\perp}$, $B = 0$) установившиеся или минимальные значения поперечной и продольной температур охлажденных ионов, соответственно, равны [1—4]:

$$T_{i\perp} = T_{e\perp}, \quad \Delta v_{i\perp} = \sqrt{\frac{m}{M}} \Delta_{\perp},$$

$$T_{i\parallel} = \sqrt{T_{e\perp} T_{e\parallel}}, \quad \Delta v_{i\parallel} = \sqrt{\frac{m}{M}} \sqrt{\Delta_{\perp} \Delta_{\parallel}}.$$

Для замагниченных электронов, когда их поперечные степени свободы "выключены", возможно глубокое охлаждение ионов до продольной температуры электронов [1—4]:

$$T_i \sim T_{e\parallel}, \Delta v_{i\perp} \sim \Delta v_{i\parallel} \sim \sqrt{\frac{m}{M}} \Delta_{\parallel}.$$

Время охлаждения ионов τ в лабораторной системе координат при высоких начальных скоростях приблизительно равно:

$$\tau_{lab} \approx \frac{\beta^4 \gamma^2}{6\pi c r_p \bar{L}} \frac{mc^3}{\bar{n} e j} \frac{A}{Z^2} \left\{ \begin{array}{l} \gamma^3 \theta_{x,z}^3 - x, z - \text{компонента,} \\ \theta_s^3 - s - \text{компоненты,} \end{array} \right.$$

где x, z — поперечные координаты;

s — продольная координата;

$\theta_s = \Delta p/p$ — относительный продольный разброс ионов по импульсам;

$$\theta_{x,z} = (\varepsilon_{x,z}/\beta_{x,z})^{1/2};$$

$\varepsilon_{x,z}$ — эмиттанс пучка;

$\beta_{x,z}$ — бетатронные функции накопителя;

- r_p — классический радиус протона;
- j — плотность тока электронного пучка;
- Z, A — заряд и атомная масса иона;
- $\tilde{\eta} = l_{cool} / C_i$, l_{cool} — длина секции охлаждения;
- C_i — периметр накопителя.

В области низких и промежуточных энергий иона время охлаждения в лабораторной системе координат при заданном значении j пропорционально $\tau_{lab} \propto \beta^4$, поэтому метод электронного охлаждения эффективно используется для охлаждения ионов с энергией 5÷500 МэВ/н. При более высокой энергии ионов чаще используется стохастическое охлаждение. Электронное охлаждение наиболее эффективно для многозарядных ионов, поскольку время охлаждения обратно пропорционально квадрату заряда иона Z .

Впервые электронное охлаждение было осуществлено в 1974 г. в экспериментах по охлаждению пучка протонов с энергией 68 МэВ на накопителе НАП-М в Институте ядерной физики в Новосибирске [1—4, 10]. В конце 70-х — начале 80-х годов электронное охлаждение протонов было успешно продемонстрировано также в CERN и FNAL. С конца 80-х годов начался ввод в строй ускорительно-накопительных колец второго поколения с электронным охлаждением. В настоящее время в мире работают девять таких накопителей. Системы электронного охлаждения в этих накопителях выполнены по схеме первой системы электронного охлаждения НАП-М [10]. Она имеет систему транспортировки в продольном магнитном поле, состоящую из трех прямолинейных и двух тороидальных участков (рис. 1). Для формирования стационарного электронного пучка используется электронная пушка. Стационарный электронный пучок на выходе системы принимается коллектором, потенциал которого несколько выше катодного (режим рекуперации энергии электронов). Такая схема позволяет существенно снизить мощность системы питания и "обновить" нагретые электроны после их взаимодействия с ионами на холодные, стартующие из электронной пушки. Взаимодействие электронного и ионного пучков происходит в центральной секции системы охлаждения. Участки с тороидальным магнитным полем служат для совмещения и последующего разведения траекторий электронов и ионов.

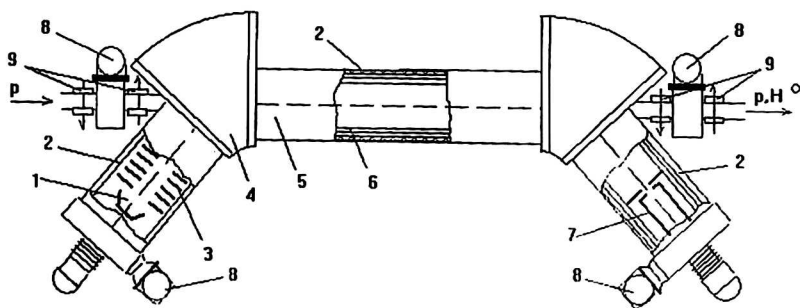


Рис. 1. Схема электронного охлаждения накопителя НАП-М:

- 1 — электронная пушка; 2 — прямолинейные соленоиды; 3 — аноды электронной пушки;
- 4 — тороидальные соленоиды; 5 — участок охлаждения; 6 — вакуумная камера;
- 7 — коллектор; 8 — вакуумные насосы; 9 — диполи коррекции, траектории протонов (pp);
- H^0 — выход атомов водорода

Время охлаждения ионов в системах электронного охлаждения варьируется от десятков миллисекунд до нескольких минут в зависимости от сорта ионов, их энергии, начального эмиттанса ионного пучка и параметров электронного пучка. Эмиттанс охлажденных ионов составляет 0,1—1 п·мм·мрад, продольный разброс по импульсам охлажденных ионов равен $\Delta p/p = 10^{-6} \div 10^{-4}$.

Формирование интенсивных электронных пучков

Генерация интенсивных стационарных электронных пучков с низкой температурой частиц — ключевая проблема в методе электронного охлаждения [1—4, 10].

Формирование пучков в пушках с резонансной и адиабатической оптикой

В системах электронного охлаждения первого поколения использована схема пушки с резонансной оптикой [11]. В такой пушке, имеющей плоский катод и прикатодный электрод Пирса, специальным образом размещены несколько анодов. Потенциалы на них выбраны таким образом, чтобы обеспечить П-образное распределение радиального электрического поля. Поперечная скорость электронов в пушке с резонансной оптикой определяется соотношением:

$$v_{\perp e} = 2c \frac{E_r}{B} \cdot \sin \frac{\Delta}{2\rho_L},$$

где $\rho_L = v_e / \omega_B$ — ларморовский радиус электрона, рассчитанный по полной энергии; E_r — радиальная напряженность электрического поля; Δ — длина участка электрического поля. Если энергия электрона такова, что длина участка электрического поля кратна числу шагов ларморовской спирали,

$$\Delta = 2\pi n \rho_L, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots,$$

электрон совершит в этой области полный цикл трохлоиды и выйдет из нее с практически нулевыми поперечными скоростями.

Использование пушек с резонансной оптикой затруднено тем обстоятельством, что в них сложно управлять током пучка (возможно управление только током накала катода), что ограничивает в ряде случаев эффективность электронного охлаждения.

Позднее были предложены пушки с адиабатической оптикой [12—14], позволяющей в широком диапазоне перестраивать энергию электронного пучка без существенного снижения его качества. В устройствах с адиабатической оптикой "замагниченные электроны" испытывают слабое воздействие со стороны внешнего возмущения (например, радиальной компоненты электрического поля на выходе пушки), если последнее мало меняется на периоде ларморовской спирали:

$$\frac{2\pi\rho_L}{E_r} \frac{dE_r}{dz} \ll 1, \quad \text{или} \quad \Delta \geq 2\pi\rho_L,$$

где Δ — характерный размер области радиального электрического поля.

В этом случае возмущения поперечной температуры электронов, обусловленные оптикой пушки, будут экспоненциально малы. Принцип пушки с адиабатической оптикой сформулирован в [12] и впервые реализован в [13]. Позднее, в целях совершенствования системы электронного охлаждения антипротонного накопителя LEAR (ЦЕРН) была разработана адиабатическая

электронная пушка [14] с высоким первеансом, 1—5 мкА/В^{3/2} (см. таблицу). Она использована для охлаждения ионов свинца Pb⁵²⁺ — Pb⁵⁵⁺ с энергией 4,2 МэВ/и в накопителе LEAR (проект LHC) [15].

Параметры электронной пушки LEAR

Энергия электронов, кэВ	2,5	7	20	30
Ток пучка, А	0,01±0,5	0,07±2,93	0,35±2,83	0,65±2,6
Первеанс, мкА/В ^{3/2}	0,125±5	0,125±5	0,125±1,0	0,125±0,5
Диаметр пучка, мм	50	50	50	50
Потенциал управляющего электрода, кВ	-1,45±+8,1	-4,3±+25,6	-12,5±+11,5	-18,6±+1,7

Пушка (рис. 2) имеет катод и 3 электрода: фокусирующий 1, управляющий 2 и анодный 3. Особенностью данной конструкции является возможность ее использования в относительно низком сопровождающем магнитном поле. Наличие управляющего электрода позволяет варьировать ток пучка при постоянном потенциале катода, так что энергия электронов при этом не изменяется. Такую пушку удобно характеризовать двумя параметрами:

первеанс первого зазора (или "первеанс пушки")

$$P_g = \frac{I}{U^{3/2}},$$

первеанс пучка

$$P_b = \frac{I_b}{U_0^{3/2}},$$

где I — ток пучка, $U_a = U_g - U_0$ — напряжение между катодом с потенциалом $U_0 < 0$ и управляющим электродом, потенциал которого U_g может принимать как положительное, так и отрицательное значение.

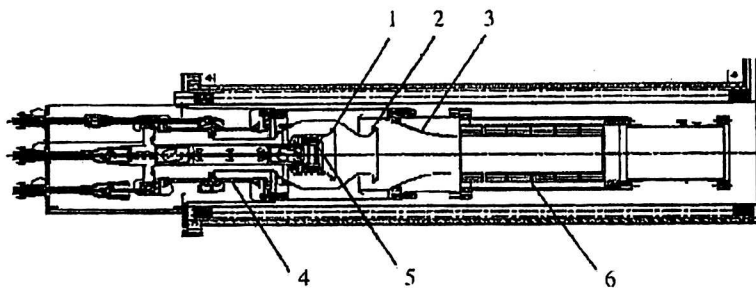


Рис. 2. Конструкция электронной пушки LEAR:

- 1 — фокусирующий электрод; 2 — управляющий электрод; 3 — анод; 4 — высоковольтные металлокерамические изоляторы; 5 — катод; 6 — насос типа "нераспыляемый геттер"

Формирование интенсивного электронного пучка в трехэлектродной пушке ограничено вторичными электронами, возникающими при ионизации атомов остаточного газа и накапливающимися в области управляющего электрода при его положительном (относительно дрейфовой камеры) потенциале.

Высокопервеансная трехэлектродная электронная пушка с "разрезным" управляющим электродом

Для устранения влияния накопленных электронов на работу пушки был предложен управляющий электрод специальной конструкции [16]. Внутри

него создается поперечное электрическое поле. Для этого центральная часть электрода разрезается пополам вдоль оси системы так, чтобы к каждой его половине можно было приложить свой потенциал. Между половинками электродов установлено проводящее высокоомное стекло. Такая конструкция используется в электродах нейтрализации пространственного заряда пучка и в чистящих электродах (см. ниже).

Вторичные электроны, пролетая сквозь управляющий электрод с поперечным электрическим полем E_{\perp} , смещаются поперек магнитного поля вдоль эквипотенциальных поверхностей (дрейф в скрещенных полях E_{\perp} и B), попадают на проводящее стекло и выводятся из системы. В результате они быстро покидают систему, не успевая накапливаться. Первеанс пушки при этом не снижается. При энергии электронов 2,5 кэВ получен стационарный пучок с током 830 мА (первеанс пучка $P_b = 6,5$ мкА/В^{3/2}) при неизменном первеансе пушки.

Электронная пушка с изменяемым диаметром эмиссии

Электронная пушка с изменяемым диаметром эмитирующей поверхности была предложена в работе [17]. Позднее аналогичная схема использована в системе электронного охлаждения в Лаборатории им. Ферми, США [18]. Использование управляющего электрода, размещенного вблизи катода, позволяет варьировать как размером области эмиссии, так и распределением плотности тока пучка. При положительном потенциале управляющего электрода относительно катода пучок имеет квазитрубчатое распределение плотности, что позволяет проводить быстрое охлаждение ионов с большой амплитудой бетатронных колебаний и избегать сжатия (охлаждения) пучка до предельно малых значений эмиттансов. Последнее обеспечивает устойчивость пучка ионов с малой амплитудой колебаний. При отрицательном потенциале управляющего электрода относительно катода диаметр эмиссии пучка существенно уменьшается по сравнению с диаметром катода.

Использование пушки с изменяемым диаметром эмитирующей поверхности особенно привлекательно при охлаждении ионных пучков высокой интенсивности [19]. Применение такой пушки в системе охлаждения электростатического накопительного кольца [20] для охлаждения ионов с энергией ионов 20—30 кэВ/нуклон (энергия электронов 1÷1,5 эВ) позволяет формировать электронные пучки с первеансом 5—10 мкА/В^{3/2} и малой поперечной температурой, 1—3 мэВ. При охлаждении ионов со столь низкой энергией принципиальным является снижение поперечной температуры электронов от уровня температуры катода $T_{\perp} = 0,1$ эВ до нескольких мэВ, что достигается адиабатическим расширением пучка при переходе из сильного магнитного поля в области пушки к слабому полю в секции охлаждения [2, 4, 13].

Стационарный трубчатый электронный пучок с предельно высоким первеансом

Для различных приложений представляет интерес пушка, представленная в работе [21]. Ее катод и анод представляют собой коаксиальные цилиндры, вдоль оси которых приложено аксиально-симметричное спадающее магнитное поле около 500 Гс. Электроны, ускоренные в зазоре между цилиндрами, сносятся вдоль силовых линий магнитного поля. Последнее сформировано так, что все силовые линии, пронизывающие эмитирующую поверхность, выходят через кольцевой зазор между катодным и анодным цилиндрами. В работе получен стационарный трубчатый электронный пучок с током до 10 А

при анодном нарушении 3 кВ (перванс 60 мкА·В^{-3/2}) и осуществлена его транспортировка в продольном магнитном поле на расстояние 1,5 м. Потенциал коллектора при этом составлял 500 В относительно катода.

Диагностика интенсивного электронного пучка

В методе электронного охлаждения очень важно контролировать поперечную температуру электронов в пучке, генерируемом пушкой. Для ее измерения разработан ряд диагностических методов, наиболее удобными из которых являются оптический [22] и энергетический [23].

Оптический метод измерения поперечной энергии электронов

В основу оптического метода измерения поперечной энергии электронов [22] положен известный принцип магнитной фокусировки. Электроны, вылетающие с катода пушки под различными углами θ , движутся по спиральным траекториям, совершая за одинаковое время $T = 2\pi mc/eV$ полный оборот и смещаясь за оборот вдоль направления поля на расстояние $\lambda = v_e T = 2\pi r_L$. Если из основного пучка с помощью диафрагмы вырезать тонкий пучок, то в точках с координатами l_n возникает изображение диафрагмы. Поставив в этом месте люминесцентный экран, можно наблюдать резко сфокусированное светящееся пятно. В случае $l_n = (n + 1/2)\lambda$ размер пятна максимален. По величине смещения пятна b относительно сфокусированного изображения можно судить о когерентной поперечной скорости v_{\perp} , обусловленной оптикой пушки. Размер пятна D определяет максимальное значение разброса скоростей электронов v_T , вырезанных диафрагмой [21]:

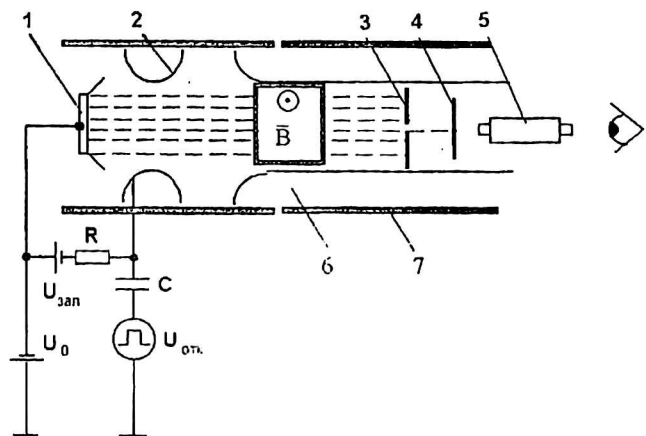
$$\theta = \frac{v_{\perp}}{v_e} = \frac{b}{2r_L}, \quad \theta_T = \frac{v_T}{v_e} = \frac{D}{2r_L},$$

где v_e — продольная скорость электрона.

В работе [22] использован оптический анализатор (рис. 3), имевший вырезающую диафрагму с одним центральным отверстием диаметром 30 мкм. На расстоянии 8 см от нее расположен люминесцентный экран. Устройство, в целом, позволяет наблюдать резко сфокусированное изображение отверстия диафрагмы, из чего следует верхняя оценка разрешения устройства ≤ 10 мкм. Поперечная энергия измерялась на краю и в центре пучка. Разность этих величин $\Delta \epsilon_{\perp} = \epsilon_{\perp}(r) - \epsilon_{\perp}(0)$ характеризует поперечную энергию электронов в пучке (рис. 4).

Рис. 3. Схема оптического анализатора:

- 1 — катод пушки; 2 — управляющий электрод; 3 — вырезающая диафрагма; 4 — люминесцентный экран; 5 — микроскоп; 6 — соленоиды; 7 — катушки поперечного магнитного поля



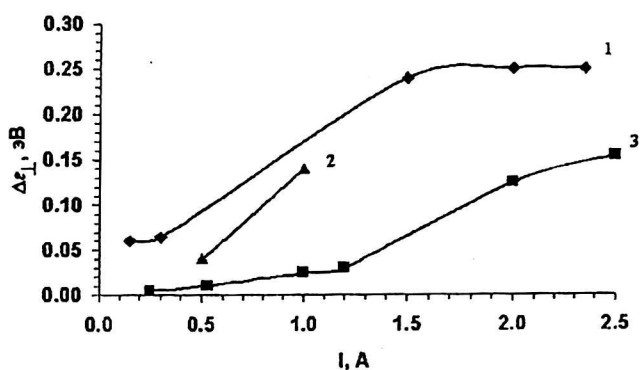


Рис. 4. Зависимость разности поперечной энергии для осевых и краевых электронов от тока пучка, формируемого пушкой LEAR в магнитном поле $B = 600$ Гс. Эксперимент: 1 — $\varepsilon_0 = 5,7$ кэВ; 2 — $\varepsilon_0 = 13$ кэВ; расчет: 3 — $\varepsilon_0 = 5,7$ кэВ

Энергетический метод измерения поперечной энергии

Для измерения поперечной энергии электронов может быть также использован метод анализа их энергетического спектра [23]. Энергетический метод измерения позволяет определить поперечную энергию электронов и среднеквадратичный разброс их продольной энергии в тонком пучке электронов, вырезанном из основного с помощью малого отверстия. Этот пучок далее тормозится в электрическом поле анализирующей диафрагмы, находящейся под потенциалом U_A относительно катода. Изменяя этот потенциал и измеряя ток пучка, принимаемый коллектором, можно получить интегральную, а затем и дифференциальную функции распределения электронов по продольной энергии. Если электрон в пучке имеет некоторую поперечную скорость, связанную с оптикой пушки и движением в дрейфовой камере (θv_e), а также температурой катода (v_T), то его продольная скорость есть

$$v_{\parallel}^2 = v_0^2 - v_{\perp}^2,$$

где $v_{\perp} = \sqrt{(\theta v_e)^2 + v_T^2}$, $v_e = \sqrt{2eU_0/m}$, U_0 — потенциал катода.

Таким образом, проводя анализ энергетического спектра электронов, т. е. измеряя величину v_{\parallel} , можно получить значения v_{\perp} и θ . Наличие у электронов поперечной энергии при постоянстве полной приводит к смещению центра тяжести дифференциальной функции распределения.

Для нахождения поперечной энергии в работе [23] анализировалась зависимость смещения положения максимума дифференциальной функции распределения от расстояния траектории электронов до оси пучка. Дифференциальная вольт-амперная зависимость тока пучка от напряжения на анализирующей диафрагме имеет вид

$$\frac{dI_A}{dU_A} = \frac{I_r}{\delta U} \cdot \exp\left[-\frac{(\varepsilon_{\perp} - eU_A)^2}{\delta U^2}\right];$$

$$\delta U = 2\sqrt{T_{\parallel}eU_0 + \varepsilon_{\perp}T_c},$$

где $\varepsilon_{\perp} = mv_{\perp}^2/2$ — поперечная энергия электронов пучка. Отсюда видно, что положение максимума функции dI_A/dU_A определяет поперечную энергию

электронов, а ее ширина дает информацию о среднеквадратичном разбросе по продольной энергии электронов.

Рекуперация энергии электронных пучков

Метод рекуперации энергии в пучках заряженных частиц хорошо известен в технике СВЧ [24], он используется при создании электронно-лучевых вентилях и коммутаторов [25], при решении проблемы рекуперации энергии горячей плазмы в установках для термоядерных исследований [26, 27]. Он также идеально подходит для систем электронного охлаждения [28, 29] — позволяет существенно снизить мощность системы питания и облегчить достижение сверхвысокого вакуума в системе.

Для оценки эффективности коллектора удобно пользоваться величиной его первеанса

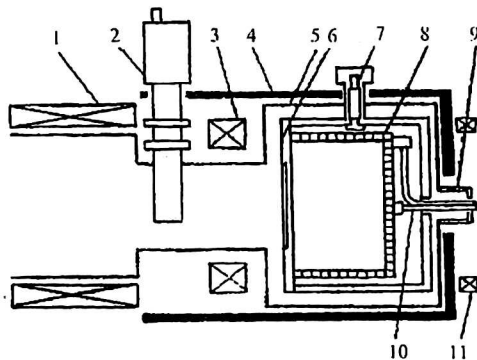
$$P_c = \frac{I}{U_{col}^{3/2}}$$

Для электронных пучков с током в несколько ампер использование коллектора типа цилиндра Фарадея [24, 25] в системах электронного охлаждения часто бывает предпочтительно. Он является эффективной ловушкой для электронов в режиме глубокого торможения [28]. Его первеанс равен $10-20 \text{ мкА/В}^{3/2}$ при относительном токе потерь $10^{-5} \div 10^{-3}$. Мощность, выделяемая электронами в коллекторе, составляет $10 \div 15 \text{ кВт}$. Съем такой мощности с коллектора, находящегося под потенциалом в десятки киловольт, является технически относительно несложной задачей.

При рекуперации энергии электронных пучков с током порядка 100 А необходимы коллекторы, имеющие более высокое значение первеанса — $10^2 \div 10^3 \text{ мкА/В}^{3/2}$. Такие значения первеанса могут быть достигнуты только в рекуператорах с преобразованием геометрии [29].

Примером широкоапертурного коллектора типа цилиндра Фарадея является коллектор системы электронного охлаждения антипротонного накопителя LEAR [30] (рис. 5).

Рис. 5. Схема коллектора системы электронного охлаждения LEAR:
 1 — соленоид; 2 — вакуумный шибер;
 3 — коллекторная магнитная линза;
 4 — магнитный экран; 5 — вакуумная камера;
 6 — репеллер; 7 — поддерживающий изолятор;
 8 — приемник электронов;
 9 — вакуумный изолятор; 10 — ввод водяного охлаждения; 11 — катушка встречного поля



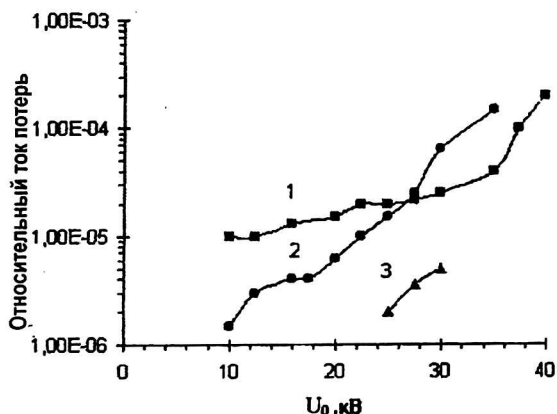
Для пучка с первеансом $0,5 \text{ мкА/В}^{3/2}$ при различных значениях давления в вакуумной камере и напряженности магнитного поля ток потерь из этого коллектора в диапазоне энергии электронов $10 \div 35 \text{ кэВ}$ составляет $2 \cdot 10^{-6} \div 10^{-4}$ (рис. 6).

Уровень тока потерь особенно актуален в высоковольтных системах электронного охлаждения при $\epsilon_e \sim 0,5 \text{ МэВ}$ и выше. Так, в системе электронного охлаждения FNAL [31], созданной на основе серийного электростатического генератора (ЭГ) типа "пеллетрон" с напряжением $2,5 \div 4,5 \text{ МВ}$, ток потерь в режиме рекуперации составляет менее $\Delta I / I < 2 \cdot 10^{-5}$ при токе электронного

пучка 0,3—0,5 А. Столь малый ток потерь необходимо обеспечить по двум причинам: во-первых, зарядный ток ЭГ не превышает 200 мкА, и, во-вторых, низкий уровень тока потерь резко повышает электрическую прочность ускорительной трубки.

Рис. 6. Зависимость тока потерь от потенциала катода для коллектора LEAR, первеанс пучка $0,52 \text{ мкА}/B^{3/2}$:

1 — $B = 420 \text{ Гс}$, $B_{\text{max}} = 828 \text{ Гс}$,
 $P = 2,4 \cdot 10^{-8} + 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ торр}$; 2 — $B = 516 \text{ Гс}$,
 $B_{\text{max}} = 1050 \text{ Гс}$, $P = 5 \cdot 10^{-8} + 6,7 \cdot 10^{-7} \text{ торр}$;
 3 — $B = 516 \text{ Гс}$, $B_{\text{max}} = 1050 \text{ Гс}$,
 $P = 1,5 \cdot 10^{-8} \text{ торр}$



В системе FNAL частота повторения пробоев в ускорительной трубке существенно снижается при уменьшении тока потерь до указанного уровня. Такой уровень тока потерь в коллекторе FNAL достигнут за счет поперечного магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами, размещенными снаружи коллектора [32].

Эффекты пространственного заряда электронного пучка

Пространственный заряд электронного пучка существенным образом влияет на процессы охлаждения ионов в накопителе. Прежде всего, пространственный заряд пучка приводит к радиальной зависимости энергии электронов:

$$\varepsilon_e(r) = e(U_0 - U_e(r)), \quad (2)$$

$$U_e(r) = \frac{I}{v_e} \begin{cases} 1 + 2 \ln \frac{b}{a} - \frac{r^2}{a^2} & 0 < r < a, \\ 1 + 2 \ln \frac{b}{r} & a < r < b, \end{cases}$$

где $U_e(r)$ — потенциал в вакуумной камере для простейшего случая пучка электронов с постоянной по сечению плотности; v_e — средняя по сечению пучка скорость электронов; a и b — радиус пучка и камеры, соответственно.

В значительной мере разброс энергии электронов по радиусу снижает эффективность действия охлаждающего пучка. Вследствие бетатронных колебаний в накопителе ион многократно проходит через систему охлаждения в разных фазах, т. е. на разных расстояниях от ее оси. В результате ион взаимодействует с электронами, имеющими разную энергию (2) и, соответственно, скорость. В результате, на ион действует некоторая, усредненная по фазам бетатронных колебаний, сила трения. Кроме того, электронное охлаждение "подстраивает" среднюю скорость иона под среднюю скорость электронов, соответствующую $\varepsilon_r(0)$, поэтому приходится подстраивать (увеличивать) U_0 при увеличении тока электронов.

Поле пространственного заряда является также источником дрейфовой скорости электронов. Для пучка постоянной плотности собственные поля пучка E_r , B_θ и дрейфовая скорость v_d , соответственно, равны:

$$E_r = \frac{v_e}{c} B_\theta = \frac{2I}{v_e r}, \quad v_d = \frac{2Ir}{\beta\gamma^2 B a^2}.$$

В результате время охлаждения для "заряженного" электронного пучка заметно больше, чем для пучка, нейтрализованного по пространственному заряду. Нейтрализация пространственного заряда электронного пучка происходит при накоплении в нем ионов, образованных в результате ионизации атомов остаточного газа. Вторичные электроны, возникающие в результате этого процесса, выводятся из системы специальными электродами с поперечным электрическим полем (см. выше).

Формирование нейтрализованного электронного пучка

Использование стандартных электростатических потенциальных барьеров в виде цилиндров или диафрагм под положительным потенциалом для удержания ионов, образующихся при ионизации атомов остаточного газа, не обеспечивает нейтрализации заряда "замагниченного" электронного пучка, поскольку в системе электронного охлаждения отсутствует уход медленных вторичных электронов как в продольном направлении (катод и коллектор электронов находятся под отрицательным потенциалом), так и в поперечном (продольное магнитное поле). Проблема может быть решена, если на входе и выходе дрейфовой камеры установить специальные электростатические электроды ("пробки"), обеспечивающие запираение ионов в продольном направлении и удаление вторичных электронов. Схема таких электродов впервые предложена в работе [34] (рис. 7). Запираение ионов в пучке осуществляется в продольном электрическом поле пробки, оба электрода которой находятся под положительными (но разными) потенциалами относительно стенок вакуумной камеры. Пробка представляет собой цилиндр, разрезанный вдоль оси на две половины, между которыми вставлены проводящие стекла с удельным сопротивлением ($\sim 10^{10}$ Ом·см). На электроды подается положительное напряжение в интервале от долей до нескольких киловольт. Различие потенциалов электродов (половинок цилиндра) создает поперечное электрическое поле внутри пробки. Медленные вторичные электроны внутри пробки дрейфуют в скрещенных полях — электрическом поле пробки и в продольном магнитном поле. В результате, через несколько пролетов сквозь пробки они попадают на проводящее стекло и удаляются из системы.

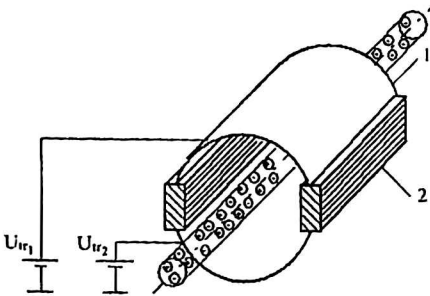


Рис. 7. Схема электростатической пробки:

- 1 — металлические электроды;
- 2 — проводящее стекло

Степень нейтрализации пространственного заряда электронного пучка зависит от величины его тока и составляет до 70÷80 %. С ростом тока пучка она снижается. При превышении некоторого порогового значения тока пучок переходит в неустойчивый режим, при котором происходит разрушение нейтрализации (см. выше). Отметим, что в экспериментах [33, 35] наблюдалась приблизительно логарифмическая зависимость степени нейтрализации от вакуума: нейтрализация уменьшалась с улучшением вакуума.

Для измерения параметров нейтрализованных электронных пучков разработан ряд диагностических методов: диагностический электронный пучок [33, 35], диагностика с помощью охлажденного ионного пучка [33] и время-пролетный метод [33, 35].

Степень нейтрализации и предельный устойчивый ток нейтрализованного пучка существенно зависят также от массового спектра ионов, компенсирующих пространственный заряд электронного пучка. Увеличение доли легких ионов в пучке, особенно ионов водорода, приводит к заметному снижению предельного тока нейтрализованного электронного пучка [35]. Концентрация ионов водорода в пучке заметным образом зависит от накальных характеристик катода. Так, повышение накала импрегнированного катода приводит к дополнительному выделению метана CH_4 , а ионизация молекул метана — к росту концентрации ионов водорода (рис. 8) и, как следствие, к снижению порогового тока развития неустойчивости [35].

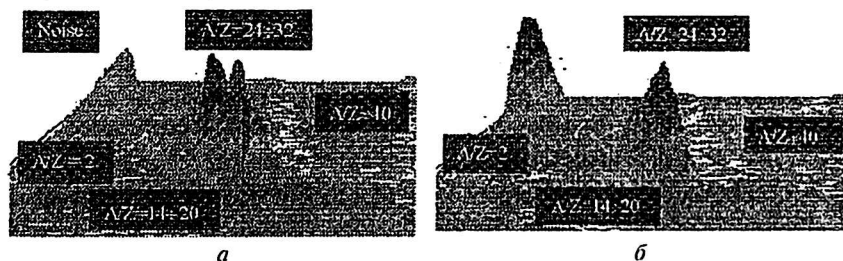


Рис. 8. Спектр ионов, компенсирующих пространственный заряд электронов: а — ток накала катода 6 А; б — ток накала катода 10 А

Для измерения зарядо-массового состава ионной компоненты в работе [35] был разработан специальный масс-анализатор.

Диагностический электронный пучок

Идея диагностического электронного пучка [33, 35] основана на измерении дрейфового азимутального смещения низкоэнергетичного электронного пучка, распространяющегося в продольном магнитном поле и электрическом поле основного пучка параллельно его оси. Этот метод используется для измерения электрического поля, частично нейтрализованного пучка. Система диагностического электронного пучка в работах [33, 35] состояла из двухэлектродной электронной пушки; принимающего коллектора с узкой щелью и компенсирующих электродов, создающих поперечное электрическое поле E_{\perp} . Диаметр катода равен 1,5 мм, энергия электронов диагностического пучка может изменяться в пределах 500÷1000 эВ, ток пучка — 50÷200 мкА. Азимутальное смещение диагностического пучка в радиальном электрическом поле основного пучка и продольном магнитном поле компенсируется приложением поля компенсирующих электродов, так что пучок попадает в коллектор ("нуль метод"). Такой "электронметр" измеряет непосредственно электрическое поле пучка E_e .

$$E_e = E_{\perp} \frac{l_{\perp}}{l_0},$$

где l_{\perp} и l_0 — длины электродов и пространства, свободного от них.

Диагностика нейтрализации с помощью охлажденного ионного пучка

В современных ионных накопителях высоко развиты методики измерения частот обращения ионов и, соответственно, их энергии — так называемый "метод Шоттки шума" [30]. Изменяя с помощью корректирующих магнитов положение ионного пучка внутри электронного на участке охлаждения, можно сканировать поперечное сечение электронного пучка с помощью охлажденного ионного пучка малого размера. Скорость охлажденных ионов равна скорости электронов в том месте, где ионы проходят сквозь электронный пучок (диаметр охлажденного ионного пучка порядка 0,5 мм, что много меньше диаметра электронного пучка). Если при таком сканировании электронный пучок полностью нейтрализован так, что его потенциал не зависит от радиуса, то равновесная энергия ионов при сканировании по радиусу не изменяется и, следовательно, не изменяется их частота обращения. Провисание потенциала приводит к изменению энергии электронов по радиусу пучка и, соответственно, к изменению энергии ионов и частоты их обращения в накопителе. Измерение частоты обращения в накопителе (Шоттки-диагностика) позволяет провести измерение распределения потенциала электронного пучка по радиусу (рис. 9). В отсутствие нейтрализации пространственного заряда пучка распределение потенциала имеет вид классической параболы (рис. 9, а). При нейтрализации величина потенциала слабо варьируется в центральной части пучка и резко изменяется на его границе (на толщине дебаевского слоя, рис. 9, б).

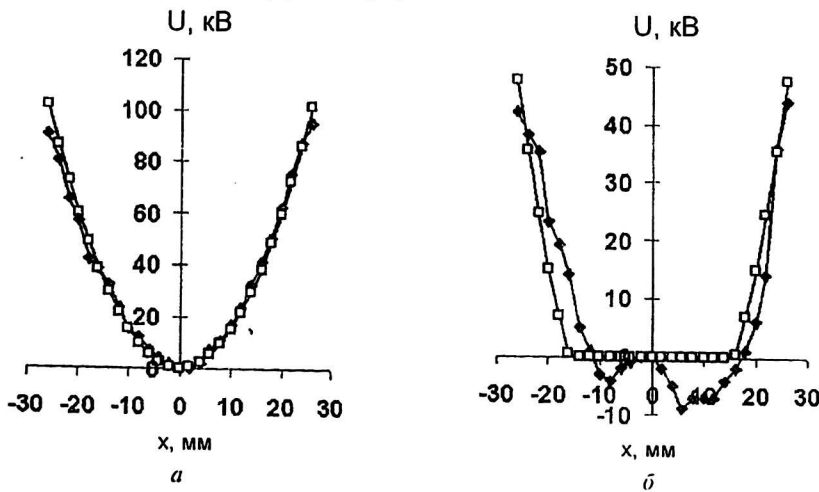


Рис. 9. Распределение потенциала электронного пучка по радиусу:
 а — пробки выключены; б — пробки включены;
 $U_{r1} = U_{r3} = 6$ кВ, $U_{r2} = U_{r4} = 0$, $E_0 = 27$ кэВ, $I = 1,0$ А, $P = 10$ птторр,
 ▲ — эксперимент; □ — расчет

Пучково-дрейфовая неустойчивость

Развитие пучково-дрейфовой неустойчивости вызвано поперечными колебаниями электронов пучка и компенсирующих ионов [33, 36]. По нейтрализованному пучку распространяется бегущая волна, амплитуда которой нарастает по длине пучка. В этом случае пучково-дрейфовая неустойчивость

сносная. Она переходит в абсолютную неустойчивость при наличии обратной связи. Формирование нейтрализованных электронных пучков в системе электронного охлаждения связано с рядом особенностей. Это прежде всего высокий вакуум, порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ торр, и низкий уровень потока вторичных электронов из коллектора [33, 35]. Пороговая плотность тока нейтрализованного пучка, выше которой развивается пучково-дрейфовая неустойчивость, в этом случае равна [36—39]:

$$j_{Bth} = \frac{v_e^2 B}{\hat{k} L}, \quad (3)$$

где v_e — скорость электронов; L — длина нейтрализованного электронного пучка; B — величина продольного магнитного поля; \hat{k} — численный коэффициент. Для типичных условий эксперимента коэффициент $\hat{k} = 1-3$. Значение величины \hat{k} определяется коэффициентом усиления волны, который зависит от коэффициента обратной связи.

Пучково-дрейфовая неустойчивость ограничивает значение тока стабильного нейтрализованного пучка. Во время вспышек неустойчивости происходит быстрый уход ионов и разрушение нейтрализованного состояния электронного пучка. В эксперименте, разрушение нейтрализации пространственного заряда пучка коррелирует со скачками тока потерь в системе, вызванными быстрым уходом ионов.

Пороговый ток пучка увеличивается линейно с энергией электронов в соответствии с (3) и логарифмически падает по мере уменьшения давления.

Активные методы подавления пучково-дрейфовой неустойчивости

Переход "сносной" пучково-дрейфовой неустойчивости в режим абсолютной неустойчивости имеет место при низкой температуре ионов (отсутствует затухание Ландау) [37—39]. Одним из источников обратной связи являются вторичные электроны, отраженные от коллектора.

Второй причиной перехода нейтрализованного пучка в неустойчивое состояние является низкий темп нагрева ионов как когерентного, так и некогерентного. Если нагрев достаточно эффективен, пучок достигает устойчивого стационарного состояния вблизи порога абсолютной неустойчивости, где когерентный нагрев существенно возрастает.

Очистка вторичных электронов

Для устранения обратной связи, вызванной вторичными электронами, в работах [38, 39] были использованы чистящие электроды. Они размещены в вакуумной камере между коллектором и коллекторной пробкой, их конструкция аналогична конструкции электростатических пробок (см. рис. 7). Снаружи вакуумной камеры располагаются две седлообразные катушки поперечного магнитного поля B_{\perp} , которое компенсирует дрейф электронов основного пучка в поперечном электрическом поле электродов E_{\perp} , если

$$B_{\perp} = cE_{\perp}/v_e.$$

Смещение быстрых вторичных электронов, движущихся в обратном направлении практически с той же скоростью $v_e \approx \beta c$, что и электроны пучка, после прохождения через чистящие электроды равно

$$\Delta = 2 \frac{E_{\perp}}{\beta B} L_{cl},$$

где L_{cl} — длина чистящих электродов.

Эксперименты с чистящими электродами на стенде выполнены при энергии электронов $E_0 = 2,5$ кэВ, токе пучка $I = 100\div 600$ мА, в магнитном поле $B = 500$ Гс при давлении $P = 2\text{--}8$ нторр. Их использование позволяет увеличить пороговый ток развития неустойчивости примерно в 1,4 раза при фиксированном вакууме в системе (рис. 10).

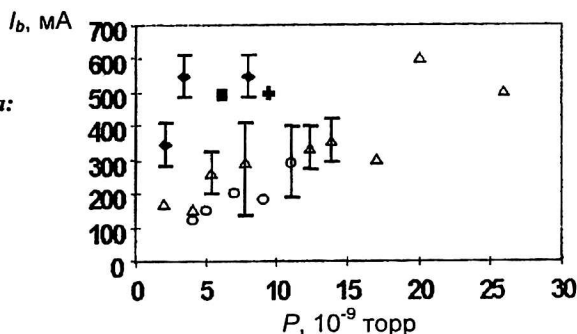


Рис. 10. Зависимость порогового тока I_b на стенде от давления P остаточного газа: \circ — с пробками; Δ — с пробками и чистящими электродами; \blacksquare — с пробками и разрезным управляющим электродом; \blacklozenge — с пробками, чистящими электродами и кикером; $+$ — с пробками, чистящими электродами и продольной модуляцией

Подавление пучково-дрейфовой неустойчивости нагревом ионов

Для стабилизации нейтрализованного электронного пучка с помощью нагрева ионов в работах [35, 36, 38, 39] использован специальный дефлектор ("кикер"), в котором возбуждается гармоническое электрическое поле, поперечное к оси пучка. Частота поля кикера подбирается экспериментально по эффекту стабилизации пучка. Оказалось, что она совпадает с частотой некогерентных колебаний ионов в системе. Пробки (см. рис. 7) создают "косой" электростатический барьер, поэтому ионы, отражаясь от пробок, приходят в область кикера в случайной фазе азимутального вращения. В результате происходит некогерентный нагрев ионов в гармоническом поперечном поле кикера. Хотя электрическое поле кикера имеет поперечное направление, нагрев ионов происходит по трем степеням свободы, так как энергия ионов термализуется при отражении от пробок.

Нагрев ионов с помощью кикера приводит к стабилизации пучка, но при этом увеличивается уход ионов из него, что снижает степень нейтрализации в стационарном состоянии: ионы "вытряхиваются" из пучка из-за нагрева кикером. В результате степень нейтрализации уменьшается. Использование кикера позволяет стабилизировать нейтрализованный электронный пучок с током, в 2,5 раза превышающим пороговое значение (см. рис. 10).

При включенном кикере степень нейтрализации пучка на установке LEAR при энергии электронов $E_0 = 2,8$ кэВ и токе $I = 0,3$ А составляет $\eta = 0,4$. Оптимальная частота гармонического поля кикера лежит в области 200÷400 кГц.

Устойчивость электронного пучка, формируемого пушкой с "разрезным" управляющим электродом

Для удаления вторичных электронов, накапливаемых в трехэлектродной пушке при немонотонном распределении потенциала, используется "разрезной" управляющий электрод (см. выше), позволяющий создать поперечное электрическое поле в области управляющего электрода [16]. Такой управляющий электрод выполняет две функции: он позволяет варьировать ток пучка и удалять вторичные электроны.

Для вторичных электронов, осциллирующих между катодом и коллектором, действие "разрезного" управляющего электрода аналогично действию

чистящих электродов, расположенных перед коллектором. Пролетая сквозь управляющий электрод, вторичные электроны дрейфуют в его поперечном электрическом поле и удаляются из системы. В итоге снижается коэффициент обратной связи и в 2,5—3 раза повышается пороговый ток пучка (см. рис. 10) [38, 39].

Заключение

Формирование стандартного интенсивного электронного пучка с малым угловым и энергетическим разбросом — главная проблема в электронном охлаждении. Методы формирования, развитые в последние годы, позволяют генерировать такие пучки и нейтрализовать в них действие пространственного заряда ионами остаточного газа. Пучково-дрейфовая неустойчивость, развивающаяся в нейтрализованном пучке, может быть значительно подавлена. Высокая реактивная мощность стационарных электронных пучков в системах электронного охлаждения достигается благодаря эффективной рекуперации энергии электронов: относительная величина тока потерь — менее 10^{-4} , первеанс коллектора электронов — до $15 \text{ мкА/В}^{3/2}$ для интенсивных широкоапертурных пучков с первеансом $1 \div 5 \text{ мкА/В}^{3/2}$.

Работа поддержана грантом РФФИ (№ 99-02-17716).

Литература

1. Скринский А. Н., Пархомчук В. В. // ЭЧАЯ. 1981. Т. 12. С. 557.
2. Мешков И. Н., Сыресин Е. М. Препринт ОИЯИ Р1-98-162, Дубна. 1998.
3. Будкер Г. И., Скринский А. Н. //УФН. 1978. № 124. С. 561.
4. Мешков И. Н. //ЭЧАЯ. 1994. Т. 25. С. 1478.
5. Van der Meer S. Препринт CERN/ISR PO 72-31. 1972.
6. Mohl D. CAS-87. CERN 87-03. 1987.
7. Grimm R., Grieser M., Gruber A. et al. Proc. of the Workshop on beam cooling and related topics, Montreux, 1993. CERN 94-03. 1994. P. 39.
8. Katayama T., Watanabe S., Batygin Y. et al. Proc. of EPAC'98. 1998. P. 529.
9. Аналин В. В., Будкер Г. И., Диканский Н. С. и др.: Сб. тр. IV Всесоюз. совещания по ускорителям заряженных частиц. М., 1974. Т. 2. С. 304.
10. Derbenev Y., Meshkov I. Preprint CERN 77-08. 1977.
11. Куделайнен В. И., Мешков И. Н., Салимов Р. А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. № 11. С. 2294.
12. Лебедев В. А., Шарана А. Н. // Там же. 1987. Т. 57. № 5. С. 975.
13. Bosser J., Meshkov I., Syresin E. et al. //NIM A. 1995. V. 355. P. 208.
14. Lapik R. M., Meshkov I. N., Polyakov V. N. et al. Preprint BINP 93-78. 1993.
15. Baird S., Bosser J., Meshkov I., Syresin E. et al. //NIM A. 1997. V. 391. P. 17.
16. Korotaev Yu., Meshkov I., Syresin E. et al. //Ibid. 2000. V. 441. P. 92.
17. Мешков И. Н., Шарана А. Н., Шемякин А. В. //ЖТФ. 1990. V. 59. С. 146.
18. Sharara A., Shemyakin A. and Nagaitsev S. //NIM A. 1998. V. 417. P. 177.
19. Пархомчук В. В. Частное сообщение.
20. Syresin E., Noda K., Tanabe T. NIRS, Chiba, Japan, NIMAC-038, 2001.
21. Мешков И. Н., Шарана А. Н., Шемякин А. В. //ПТЭ. 1984. № 6. С. 141.
22. Golubev V., Meshkov I., Polyakov V. et al. Proc. of the Workshop on beam cooling and related topics, Montreux, 1993. 1994. P. 159.
23. Lapik R., Meshkov I., Mozgunov V. et al. //Ibid. P. 164.
24. Тараненко В. П., Дереновский М. В. //Известия вузов СССР. Радиотехника. 1961. № 6. С. 719.
25. Переводчиков В. И., Скибятинский Д. А. //Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1970. № 7. С. 74.
26. Post R. B.E.N.S. Nuclear Fusion Reactor Conference, 1960. С. 88.

27. Гусельников В. И., Мешков И. Н., Оришич Т. И., Фунтиков В. П. //АЭ. 1990. № 68. С. 416.
28. Аренистам А. И., Мешков И. Н., Пархомчук В. В., Скринский А. Н. и др. //ЖЭТФ. 1971. № 41. С. 1678.
29. Кокоулин В. И., Мешков И. Н., Шарана А. Н. //Там же. 1980. № 50. С. 1475.
30. Bosser J., Ley R., Meshkov I. et al. //NIM A. 1992. V. 311. P. 465.
31. Nagaitsev S. et al. //Ibid. 2000. V. 441. P. 241.
32. Crawford A. C., Nagaitsev S., Sharapa A., Shemyakin A. Proc. EPAC' 98. 1998. P. 1049.
33. Bosser J., Korotaev Y., Meshkov I. et al. //NIM A. 1997. V. 391. P. 103.
34. Куделайнен В. И., Пархомчук В. В., Пестриков Д. В. //ЖТФ. 1976. № 46. С. 1678.
35. Caspers F., Korotaev Y., Meshkov I., et al. //NIM A. 1997. V. 391. P. 128.
36. Korotaev Y., Meshkov I., Smirnov A. et al. //Ibid. 2000. V. 441. P. 96.
37. Буров А. В., Куделайнен В. И., Лебедев В. А. и др. Препринт ИЯФ СО РАН 89-116. — Новосибирск, 1989.
38. Meshkov I., Mohl D., Syresin E., Tranquille G. CERN, PS/DI/Note 98-16.
39. Bosser J., Meshkov I., Syresin E. et al. //NIM A. 1997. V. 391. P. 110.

Intense electron beam in electron cooling method

I. N. Meshkov, A. V. Smirnov, E. M. Syresin
Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The methods of the generation of intense electron beams with small angular and momentum spread are discussed. The forming these beams gives new possibilities for the electron cooling of ion beams with large initial emittances stored in a ring. These methods are of a practical interest for specialists dealing with intense electron beams.