

**КОМПРЕССИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА
С НЕЙТРАЛИЗОВАННЫМ ЗАРЯДОМ**

А. В. Жаринов, А. С. Чихачев
(Москва)

Одним из существенных факторов, ограничивающих возможность получения тонких сильноточных пучков, является сравнительно небольшая плотность тока, получаемая с эмиттера. При увеличении эмиттирующей поверхности с целью достижения больших величин полного тока пучка в условиях, обеспечивающих полную компенсацию заряда, компрессия внешними полями может оказаться единственным средством получения тонких сильноточных электронных пучков.

Сложность теоретического описания сильноточного пучка состоит в необходимости учета собственного магнитного поля, которое может превосходить внешние фокусирующие поля. Эта сложность может быть преодолена построением достаточно простых моделей, учитывающих взаимодействие частиц пучка с собственным полем.

Рассмотрим стационарный аксиально-симметричный релятивистский электронный пучок в условиях, когда поперечное движение частиц может быть отделено от продольного, т. е. $\beta_{\perp} < 1/\gamma_0$, $\gamma_0 = 1/(\sqrt{1 - \beta_0^2})$. Ток пучка считается много меньшим альфвеновского ($\beta_z \approx \beta_0$). Функция распределения электронов может быть представлена в виде $F_e = \delta(\beta_z - \beta_0)f(r, z, \mathbf{v}_{\perp})$. При этом для f имеем уравнение

$$(1) \quad c\beta_0 \frac{\partial f}{\partial z} + \mathbf{v}_{\perp} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}_{\perp}} - \left(\omega_e^2 \mathbf{r}_{\perp} + \frac{2eJ_0\beta_0}{ca^2} \mathbf{r}_{\perp} + [\mathbf{v}_{\perp} \boldsymbol{\omega}_H] + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} r \frac{d\omega_H}{dz} [\mathbf{v}_{\perp} \mathbf{r}_{\perp}] \right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}_{\perp}} = 0,$$

где $\beta_z = v_z/c$; v_z — осевая компонента скорости электрона; c — скорость света; γ — релятивистский фактор; $\omega_e^2 = \frac{2\pi e^2}{m\gamma} \left(n_i - \frac{n_{e_z}}{\gamma^2} \right)$; e , m — заряд и масса электрона; n_i , n_e — плотности ионов и электронов пучка, для нейтрального пучка ($n_i = n_e$) $\omega_e^2 = \frac{2eJ_0\beta_0}{\gamma mcR^2}$; J — ток пучка; $R(z)$ — радиус пучка; $\boldsymbol{\omega}_H = \frac{e\mathbf{H}}{\gamma mc}$ (\mathbf{H} — внешнее магнитное поле ($\mathbf{H} = \mathbf{e}_z H_z(z)$)); J_0 — сторонний ток, равномерно распределенный по сечению радиуса a и текущий вдоль оси пучка ($a \geq R(z)$).

В случае незаряженного пучка фокусировка возможна только с помощью магнитных полей, причем следует выделить две конфигурации: магнитное поле стороннего тока (отлична от нуля только угловая компонента H_{ϕ}) и поле соленоида ($H = H_z(z)$). Отметим, что плотность электронов пучка предполагается постоянной по сечению.

Уравнение (1) удобно переписать в следующих переменных: v_r — радиальная компонента скорости, M — момент поперечной скорости отно-

нительно оси пучка, r , φ — расстояние от оси и угол в плоскости \mathbf{r}_\perp . Результат имеет вид

$$(2) \quad c\beta_0 \frac{\partial f}{\partial z} + v_r \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{M}{r^2} \frac{\partial f}{\partial \varphi} + \frac{M^2}{r^3} \frac{\partial f}{\partial v_r} - \omega_1^2 r \frac{\partial f}{\partial v_r} - \\ - \omega_H \left(r v_r \frac{\partial f}{\partial M} - \frac{M}{r} \frac{\partial f}{\partial v_r} \right) - \frac{c\beta_0}{2} \frac{\partial f}{\partial M} r^2 \omega_H' = 0, \\ \omega_1^2 = \frac{2eJ\beta_0}{\gamma mcR^2} + \frac{2eJ_0\beta_0}{\gamma mca^2}.$$

Уравнение (2) эквивалентно системе

$$\frac{dz}{c\beta_0} = \frac{dr}{v_r} = \frac{r^2 d\varphi}{M} = \frac{dv_r}{\frac{M^2}{r^3} - \omega_1^2 r + \frac{M\omega_H}{r}} = - \frac{dM}{\omega_H r v_r + \frac{1}{2} r^2 c\beta_0 \omega_H'}$$

откуда имеем

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{1}{(c\beta_0)^2} \left(\frac{M^2}{r^3} - \omega_1^2 r + \frac{M\omega_H}{r} \right), \quad \frac{dM}{dz} = - \omega_H r \frac{dr}{dz} - \frac{1}{2} r^2 \frac{d\omega_H}{dz}.$$

Из последнего уравнения можно получить

$$M(z) = M_0 - \omega_H r^2/2,$$

причем для r'' тогда имеем

$$(3) \quad (c\beta_0)^2 r'' = \frac{M_0^2}{r^3} - r\omega_2^2(r), \quad \omega_2^2 = \omega_1^2 + \frac{\omega_H^2}{4}.$$

Для уравнения (3) существует инвариант вида

$$(4) \quad I = A(z) \left(\left(r' - \frac{A'}{2A} r \right)^2 + \frac{M_0^2}{c^2 \beta_0^2 r^2} \right) + \frac{E_0^2 r^2}{A(z)},$$

где E_0 — константа, смысл которой станет ясен из дальнейшего, а $A(z)$ удовлетворяет уравнению

$$(5) \quad \frac{A''}{2A} = - \frac{\omega_2^2(z)}{c^2 \beta_0^2} + \frac{A'^2}{4A^2} + \frac{E_0^2}{A^2}.$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что I , определяемое (4), удовлетворяет уравнению (2). Следовательно, $\Psi(I)$, где Ψ — произвольная функция, также будет удовлетворять этому уравнению.

Положим $\Psi(I) = \kappa \delta(I - I_0)$. Тогда

$$(6) \quad n_e = \kappa \int \delta(I - I_0) d\mathbf{v}_\perp = \kappa \int dv_r \frac{dM}{r} \delta(I - I_0) = \frac{\pi \kappa}{(c\beta_0)^2} \frac{1}{A} \sigma(R - r),$$

$$\sigma(x) = \begin{cases} 0, & x < 0, \\ 1, & x > 0; \end{cases}$$

$$(7) \quad R^2(z) = \frac{I_0}{E_0^2} A(z).$$

Из этих соотношений ясно, что $R(z)$ имеет смысл радиуса пучка. Подставляя в (4) выражение для $A(z)$ из (7), имеем

$$(8) \quad 1 = \frac{r^2}{R^2} + R^2 \left(\frac{E_0}{I_0} \right)^2 \left[\left(\frac{v_r}{c\beta_0} - \frac{R'r}{R} \right)^2 + \frac{M_0^2}{c^2 \beta_0^2 r^2} \right].$$

Из этого равенства следует, что если $r = R$, то $\left(\frac{v_r}{c\beta_0} - R'\right)^2 + \frac{M_0^2}{c^2\beta_0^2 R^2} = 0$, т. е. электрон, находящийся на краю пучка, имеет момент $M_0 = 0$ и скорость $v_r = c\beta_0 R'$, в отсутствие магнитного поля границы пучка достигают только те частицы, которые пересекают ось.

Уравнение (8) позволяет также определить граничные условия на входе пучка (при $z = 0$). Полагая $R'(0) = 0$, имеем

$$v_{\perp}^2 + \text{const } r^2 = \text{const } R^2 (\text{const} > 0),$$

т. е. перпендикулярная компонента скорости частиц должна быть максимальной на оси пучка и обращаться в нуль на его границе. Отметим, что направление \mathbf{v}_{\perp} , вообще говоря, не совпадает с \mathbf{r}_{\perp} . Хаотический характер направлений \mathbf{v}_{\perp} может быть истолкован как наличие у пучка поперечной «температуры», меняющейся по сечению — максимальной на оси и равной нулю на краю пучка. Это последнее замечание ясно показывает модельный характер рассматриваемого описания пучка.

Из (5), (6) имеем уравнение для радиуса

$$(9) \quad (c\beta_0)^2 R'' + \frac{2eJ\beta_0}{\gamma mc} \frac{1}{R} + \frac{2eJ_0\beta_0 R}{\gamma mc a^2} + \frac{e^2 H^2}{4(\gamma mc)^2} R - \frac{I_0^2}{E_0^2 R^3} = 0.$$

Уравнения типа (9) получены ранее в ряде работ (см., например, [1—3]). Наиболее близкий нашему вывод с помощью микроканонического распределения дан в [1]. В [2] дается гидродинамический вывод, в [3, 4] проведено усреднение по частицам, полученные «среднеквадратичные» уравнения имеют вид, аналогичный (9). Во всех этих работах коэффициент, соответствующий I_0^2/E_0^2 в (9) объясняется как эмиттанс пучка, т. е. фазовый объем в поперечных координатах r, r' .

Из (9) ясно, что в рассматриваемом случае осесимметричного пучка фокусировка продольным током и фокусировка продольным магнитным полем эквивалентны, так как 3-й и 4-й члены этого уравнения имеют одинаковую (линейную) зависимость от R . Соотношение эквивалентности может быть записано в виде $H_{\text{эКВ}} = 8J_0\beta_0\gamma mc/ea^2$. Отметим, однако, следующее обстоятельство. Член с магнитным полем входит всегда с положительным знаком ($\sim e^2 H^2$), тогда как продольный ток, направленный против тока пучка, имеет размагничивающий характер, что важно, как увидим ниже, для «тонкой» компрессии.

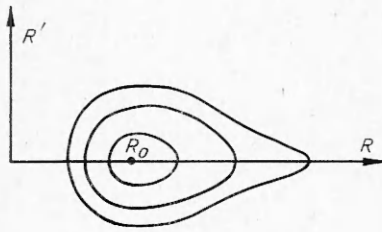
Проблема фокусировки, или, точнее, компрессии (обжатия) сильно-точного релятивистского электронного пучка, рассматривалась, например, в [2, 5]. В [2] изучался случай, когда $i = 2eJ/\gamma mc^3\beta_0 > 1$, при этом возникает необходимость использования весьма сложных способов описания пучка и широкого применения численного счета. В [5] рассматривался случай $i < 1$, однако, на наш взгляд, некоторые аспекты компрессии нейтрализованного пучка с током, меньшим альфвеновского, остались невыясненными.

Уравнение (9) для радиуса пучка удобно переписать в следующем виде:

$$(10) \quad R'' + \frac{i}{R} + \frac{i'_0 R}{a^2} - \frac{iR_0^2}{R^3} = 0,$$

где
$$i = \frac{2eJ}{\gamma mc^3\beta_0}; \quad i'_0 = \frac{2eJ_0}{\gamma mc^3\beta_0}; \quad R_0^2 = \frac{I_0^2}{iE_0^2}; \quad H = 0;$$

R_0 — равновесный радиус пучка в отсутствие внешних полей. Если



Фиг. 1

$i'_0 \equiv 0$, фазовые траектории пучка в координатах R, R' имеют вид кривых, охватывающих точку $R' = 0, R = R_0$ (фиг. 1) $(R'^2/2 + i \ln(R/R_0) + (i/2)(R_0^2/R^2)) = c_0^2$.

Характер величины R_0 может быть также проиллюстрирован следующим образом. Допустим, что пучок попадает в заанодное пространство через фольгу.

При этом частицы пучка, ламинарного до попадания на фольгу, испытывают столкновения с атомами и набирают некоторый угол рассеяния $\bar{\theta}^2$, причем направления скоростей v_{\perp} , приобретаемых в результате прохождения фольги, имеют хаотический характер. Если радиус пучка вблизи фольги R_* , то R_0 качественно оценивается следующим образом: $\bar{\theta}^2 R_*^2 \simeq i R_0^2$. Величина R_0 играет важную роль при исследовании компрессии пучка.

Рассмотрим фокусировку продольным током, текущим в том же направлении, что и ток пучка, причем $i'_0(z)$ является растущей функцией. При достаточно медленном изменении $i'_0(z)$ (9) допускает решение с $R'' \approx 0$.

Имеем в этом случае

$$R^2 = -\frac{ia^2}{2i'_0} + \sqrt{\left(\frac{ia^2}{2i'_0}\right)^2 + \frac{i}{i'_0} R_0^2 a^2}.$$

Это соотношение может быть оправдано подстановкой в (10), если $\frac{di'_0(z)}{dz} \rightarrow 0$. Если, кроме того, $\frac{i'_0}{i} > \frac{a^2}{4R_0^2}$, то

$$(11) \quad R^2 \approx aR_0 \left(\frac{i}{i'_0}\right)^{1/2}.$$

Оценка (11) показывает крайне малый эффект обжатия пучка внешним током: для уменьшения радиуса в 10 раз необходим сторонний ток, примерно в 10^4 раз превышающий ток пучка. Компрессию такого типа будем называть «грубой». Амплитуда поперечных осцилляций пучка дается внешним полем, частота колебаний возрастает.

После выключения внешнего тока пучок характеризуется фазовыми траекториями фиг. 1, откуда ясно, что полностью необратимым может быть обжатие только до $R = R_0$, так как при фокусировке до $R < R_0$ пучок движется по траектории, значительной своей частью лежащей при $R > R_0$. Этот факт характеризует фундаментальную роль величины R_0 и остается в силе при любом способе фокусировки.

Положим $i_0 = -i'_0 \equiv \text{const}$, $a = \bar{R}_*$, где R_* — начальный радиус пучка. Уравнение (10) тогда примет вид

$$(12) \quad R'' + \frac{i}{R} - \frac{i_0 R}{R_*^2} - \frac{i R_0^2}{R^3} = 0.$$

Компрессию, описываемую уравнением (12) (при $i_0 \equiv \text{const} > 0$), будем называть «тонкой». Отметим здесь невозможность «тонкой» компрессии магнитным полем, так как знак эквивалентного стороннего тока может быть только положительным.

В силу постоянства i_0 (12) имеет интеграл следующего вида:

$$(13) \quad \frac{R'^2}{2} = \frac{R_*'^2}{2} + i \ln \frac{R_*}{R} + \frac{i_0}{2} \left(\frac{R^2}{R_*^2} - 1 \right) + \frac{i}{2} \left(\frac{R_0^2}{R_*^2} - \frac{R_0^2}{R^2} \right),$$

R_*' — начальное значение производной радиуса пучка. Из (13) следует

$$\frac{dR'(R)}{dR} = \frac{1}{R'(R)} \left(-\frac{i}{R} + \frac{i_0 R}{R_*^2} + \frac{i R_0^2}{R^3} \right),$$

т. е. для фазовой кривой $R'(R)$ возможны 2 экстремума:

$$(14) \quad R_{1,2}^2 = \frac{i}{2i_0} R_*^2 \pm \sqrt{\left(\frac{i R_*^2}{2i_0} \right)^2 - \frac{i}{i_0} R_0^2 R_*^2},$$

что возможно только в случае фокусировки противотоком, при противоположном знаке внешнего тока одно из решений для квадрата радиуса было бы отрицательным.

Для уравнения (12) возможны следующие типы фазовых траекторий (фиг. 2): кривая *I* — при наличии двух различных корней уравнения (14) и условии $R'^2(R_2) > 0$, кривая *II* — при наличии двух корней и условии $R'^2(R_2) < 0$, $R'^2(R_1) > 0$, кривая *III* — при отсутствии действительных корней (14), *IV* описывает ситуацию, возникающую при совпадении корней уравнения (14), т. е. при условии

$$(15) \quad R_*^2 = \frac{4i_0}{i} R_0^2.$$

Необратимую фокусировку описывают кривые *I* и *IV* в случае, если минимум при $R = R_2$ касается прямой $R' = 0$. Наилучшую компрессию, т. е. наименьшее значение R_2 можно получить при совпадении корней $R_1 = R_2$, поэтому рассмотрим сначала случай *IV*.

Тогда

$$(16) \quad R_1^2 = R_2^2 = \frac{i}{2i_0} R_*^2 = 2R_0^2.$$

Отсюда следует, что отношение радиусов при максимальной компрессии

$$(17) \quad \frac{R_2^2}{R_*^2} = \frac{i}{2i_0}$$

и эффект возможен только при выполнении неравенства $2i_0 > i$.

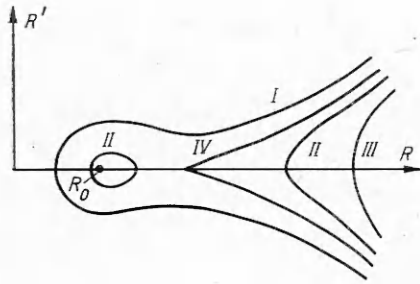
Подставляя (16) в (13), при $R_2' = 0$ получим

$$(18) \quad R_*'^2 = i \ln \frac{i}{2i_0} + i_0 - \frac{i^2}{4i_0}.$$

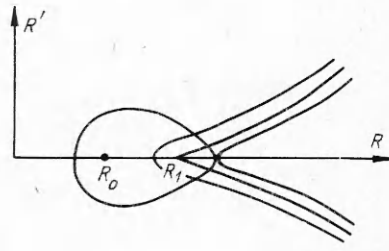
По заданным i , i_0 (18) определяет начальный угол сходимости пучка. Для справедливости рассматриваемой модели должно быть выполнено условие $R_*' \ll 1$, что с помощью (18) дает ограничение на токи

$$(19) \quad 1 \gg i \ln \frac{i}{2i_0} + i_0 - \frac{i^2}{4i_0} > 0.$$

Необратимый характер рассматриваемой фокусировки объясняется рас-



Ф и г. 2



Ф и г. 3

ходимостью интеграла для длины Z , на которой достигается точка $R' = 0$. Действительно, из (13) имеем

$$Z = - \int_{R_*}^{\bar{R}} dR \sqrt{i \ln \frac{R_1^2}{R^2} + \frac{i}{2} \frac{R^2}{R_1^2} - \frac{i}{2} \frac{R_1^2}{R^2}}.$$

Можно видеть, что этот интеграл расходится при $\bar{R} \rightarrow R_1$:

$$Z \simeq \sqrt{\frac{-3}{iy}} R_1, \quad y = \frac{\bar{R} - R_1}{R_1} \ll R_1.$$

Если начальные условия для кривой IV соответствуют (18) (фиг. 3, где показаны фазовые траектории, лежащие в окрестности основной), то фокусирующий противоток может обрываться сколько угодно далеко. В реальных условиях, однако, такая ситуация недостижима, из-за неизбежного разброса по R' начальные состояния лежат в области, имеющей конечный фазовый объем. При этом любой траектории, сколь угодно мало отличающейся от основной, соответствует конечная длина Z , на которой достигается точка $R' = 0$, после которой пучок вновь начинает расширяться. Конечность интеграла для Z по соседним траекториям объясняется наличием бесконечной производной $\left. \frac{dR'}{dR} \right|_{\substack{R \neq R_1 \\ R' = 0}}$.

Покажем, что возможно создание условий для необратимой компрессии при помощи резкого обрыва внешнего тока.

Положим $R'^2 = H_*'^2 + S(R)$ (см. (13)), определим \bar{R} следующим образом: $\bar{H}_*'^2 + S(\bar{R}) = 0$. Будем считать, что \bar{R} мало отличается от R_1 , $\bar{R} = R_1(1+x)$, $x \ll 1$.

Расстояние Z_0 , на котором происходит обрыв тока, определим следующим образом:

$$(20) \quad Z_0 = - \int_{R_*}^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{S(R) - S(\bar{R}_0)}}, \quad \bar{R}_0 = R_1(1+x).$$

Так как основной вклад в интеграл (20) дают точки вблизи $\bar{R} \sim \bar{R}_0$, разлагая подкоренное выражение, можно получить

$$(21) \quad Z_0 = \frac{R_1}{|x_0|} \left(\frac{2i_0}{i^3} \right)^{1/4}.$$

Если начальное значение \bar{R}'_* отличается от значения, удовлетворяющего равенству $R_*'^2 + S(\bar{R}_0) = 0$, то в плоскости выключения противотока

(при $Z = Z_0$) значение радиуса пучка отличается от \bar{R}_0 . Считая $\bar{R} = R_1(1 + x)$, $\bar{R} = R_1(1 + y)$, имеем

$$(22) \quad Z_0 = - \int_{R_*}^{\bar{R}} \frac{dR}{\sqrt{S(R) - S(\bar{R})}} = \frac{R_1}{x} \sqrt{i} \left(\left(\frac{2i_0}{i} \right)^{1/4} - \sqrt{y - x} \right).$$

Сопоставление (21) и (22) дает

$$(23) \quad y = x + \left(\frac{x_0 - x}{x_0} \right)^2 \left(\frac{2i_0}{i} \right)^{1/4}.$$

Равенство (23) показывает наличие некоторой области начальных значений, при которых значения радиуса в плоскости выключения противотока достаточно мало отличаются от R_1 . При этом область устойчивости сужается при $x_0 \rightarrow 0$, т. е. при приближении фазовой траектории к основной.

Необратимость компрессии (отсутствие заметного возрастания радиуса после отключения противотока) объясняется тем, что $R_1 > R_0$ и фазовая траектория свободного пучка обязана охватывать точку $R' = 0$, $R = R_0$ (см. фиг. 3).

Из равенства (17) ясно, что чем больше противоток i_0 , тем больше эффект обжатия. Для плотности тока пучка после обжатия j_1 и до обжатия j_* имеем соотношение

$$j_1/j_* = 2i_0/i.$$

Так как из (19) следует, что максимальное значение противотока $i_0 \sim 1$, то отсюда можно получить

$$(24) \quad j_1/j_* \sim 2/i,$$

т. е. компрессия возможна только для слаботочных ($J \ll 17\gamma\beta$ кА) пучков.

Существует также другой способ создания необратимой компрессии при условии существования резкого обрыва противотока.

Уравнение (13) допускает возможность фазовой траектории, проходящей через точку $R' = 0$, $R = R_0$. Начальные условия при этом должны удовлетворять соотношению

$$(25) \quad \frac{R_*'^2}{2} = i \ln \frac{R_0}{R_*} + \frac{i + i_0}{2} \left(1 - \frac{R_0^2}{R_*^2} \right).$$

Расстояние от эмиттера L , на котором достигается минимальное значение радиуса $R = R_0$, определяется интегралом

$$L = - \int_{R_*}^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{i \ln \frac{R_0}{R} + \frac{i}{2R_*^2} (R^2 - R_0^2) + \frac{i}{2} \left(1 - \frac{R_0^2}{R_*^2} \right)}}.$$

Если обрыв противотока происходит на расстоянии L , то, очевидно, радиус пучка при $z > L$ меняться не будет, так как фазовая траектория нейтрализованного пучка вырождается в точку $R = R_0$, $R' = 0$. Устойчивость такой компрессии очевидна, так как при малых отклонениях от этой точки после отключения противотока пучок описывается фазовой траекторией соответственно малого размера.

Кроме условия (25), однако, должно быть выполнено еще условие $R'^2(R_1) > 0$, так как в противном случае фазовая кривая является дву-

связной (II тип на фиг. 2), причем точки, соответствующие начальным условиям и равновесному радиусу, лежат на разных ветвях фазовой кривой.

Обозначим $\delta = 4i_0 R_0^2 / i R_*^2$, тогда $R_1^2 = (2R_0^2 / \delta) (1 + \sqrt{1 - \delta})$ и условие $R_1'^2 > 0$ из (13), (25) можно записать в виде

$$\ln \frac{\delta}{2(1 + \sqrt{1 - \delta})} + \frac{\delta}{4} \left(\frac{2}{\delta} (1 + \sqrt{1 - \delta}) - 1 \right) + 1 - \frac{\delta}{2(1 + \sqrt{1 - \delta})} > 0,$$

что после простых преобразований приводит к следующему:

$$\ln \frac{\delta}{2(1 + \sqrt{1 - \delta})} - \frac{\delta}{4} + 1 + \sqrt{1 - \delta} > 0.$$

Для выполнения этого неравенства в области $1 > \delta > 0$ достаточно

$$\delta > \delta_* \simeq 0,86.$$

Иными словами, кроме (25), должно быть еще выполнено условие $4i_0 R_0^2 / i R_*^2 > \delta_*$, что весьма существенным образом сужает область начальных условий, для которых возможна необратимая компрессия.

Плотности тока пучка после и до компрессии удовлетворяют неравенству

$$(26) \quad j_1 / j_* < \delta_* \frac{4i_0}{i}.$$

Соотношение (26) качественно не отличается от (24), в обоих случаях компрессия возможна для сравнительно слабых пучков, причем в плоскости обрыва противотока максимальная плотность тока пучка примерно равна плотности противотока.

Поступила 25 V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Капчинский И. М. Динамика заряженных частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
2. Poukey J. W., Toepfer A. J. Theory of superpinched relativistic electron beams.— Phys. Fluids, 1974, vol. 17, p. 1582.
3. Lee E. P., Cooper R. K. General envelope equation for cylindrically symmetric charged-particle beams.— Particle Accelerators, 1976, vol. 7, p. 83.
4. Cooper R. K. Solenoid-lense effect in beam-transport equations.— Particle Accelerators, 1976, vol. 7, p. 41.
5. Poukey J. W., Toepfer A. J., Kelly J. G. Axially dependend equilibria for a relativistic electron beams.— Phys. Rev. Lett., 1971, vol. 26, p. 1620.

УДК 533.92 : 621.039.01

О МЕТОДЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПРЕДЕЛЬНОГО ТОКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В. И. Кучеров, П. Б. Руткевич, В. В. Черный

(Харьков)

Для транспортировки сильноточных электронных пучков, как правило, используются вакуумированные или заполненные газом волноводы. Важной характеристикой такой системы является предельный ток релятивистских электронов, который может быть пропущен через дрейфовое