

УДК 537.333

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА САМОФОКУСИРОВКУ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В.П. Григорьев, Т.В. Коваль

Томский политехнический университет

E-mail: grig@am.tpu.ru

Проводится теоретическое исследование транспортировки и фокусировки электронного пучка, распространяющегося в трубе дрейфа, заполненной воздухом низкого давления $1 \dots 10^{-2}$ Па в собственных и внешних магнитных полях. Получено, что при транспортировке компенсированного по заряду электронного пучка существенную роль играет неоднородность внешнего магнитного поля. Показано, что изменением величины магнитного поля и его градиента можно управлять плотностью тока пучка на мишени и распределением электронов по энергии.

1. Введение

Низкоэнергетические сильноточные электронные пучки (СЭП) с энергией электронов $\varepsilon_e \sim 10 \dots 40$ кэВ и высокой плотностью тока $j_b > 20$ А/см² находят широкое применение при решении технологических проблем, например, по модификации поверхности материалов [1]. Привлекательность низкоэнергетических СЭП обусловлена их способностью переносить запасенную энергию без существенных потерь на достаточно большие расстояния к объекту воздействия [2, 3]. Однако из-за низкой энергии электронов транспортировка сильноточных пучков к мишени представляет значительные трудности и выходит за рамки проводимых ранее исследований [4, 5].

Действительно, при отсутствии зарядовой нейтрализации такой электронный пучок в результате образования виртуального катода практически полностью запирается на входе в пространство дрейфа, и проходит ток, равный $I_{\Pi} = (2/9) I_{A0} \beta^3 / [1 + (4/3) \ln(R/r_b)]^{3/2}$ [1], где $I_{A0} = (m_0 c^3 / e) = 17$ кА, m_0 — масса покоя электрона, e — элементарный заряд, β — относительная скорость пучка, r_b и R — радиусы пучка и трубы дрейфа. Для приведенных параметров $I_{\Pi} \leq 27$ А. Чтобы подавить этот эффект необходимо обеспечить почти полную зарядовую нейтрализацию пучка. Степень зарядовой нейтрализации пучка должна удовлетворять условию $f \geq 1 - I_{\Pi} / I_b$, что в рассматриваемом диапазоне энергий для килоамперных пучков является более жестким требованием, чем выполнение условий самофокусировки пучка собственным магнитным полем [$f \geq \gamma^{-2}$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$]. Такой уровень зарядовой нейтрализации можно получить, осуществляя транспортировку пучка в трубе дрейфа, заполненной плазмой, которая создается внешним источником либо самим пучком.

В условиях зарядовой нейтрализации возникает другая опасность потерь тока пучка — самопинчевание сильноточного электронного пучка в собственном магнитном поле B_p , которое, как известно, имеет место при токах пучка $I_b \geq I_A = I_{A0} \beta \gamma$, и для приведенных параметров $I_A \leq 6,3$ кА. При наличии внешнего продольного магнитного поля B_z пинчевание пучка ослабляется, и в определенных условиях можно провести весь пучок к мишени. Кроме того, внешнее магнитное поле B_z можно использовать для управления плотностью тока СЭП на мишени.

В представленной работе проводится теоретическое исследование транспортировки и фокусировки электронного пучка, распространяющегося в трубе дрейфа, заполненной ионизованным воздухом низкого давления $p = 1 \dots 10^{-2}$ Па с плотностью плазмы n_p во внешнем магнитном поле. Исследование проводится методом огибающей пучка.

2. Основные уравнения

Пусть в общем случае транспортировка электронного пучка происходит в условиях зарядовой и токовой нейтрализации во внешнем неоднородном продольном магнитном поле $B_z(z)$. Такое поле, как следует из уравнения $\text{div} \vec{B}_z(z) = 0$, обеспечивает появление радиальной составляющей внешнего поля: $B_r = -(1/2)(\partial B_z / \partial z)r$. Поскольку в указанных полях движение электронов трехмерно, т.е. наряду с радиальным и продольным движением происходит и вращение электронов пучка по азимутальному углу, то уравнения движения пучка во внешних и собственных полях более удобно записать в декартовой системе координат (x, y, z) с осью z , ориентированной по направлению движения пучка вдоль оси трубы дрейфа:

$$\ddot{x} = -\frac{r_b e B_{\varphi, m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} x - \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{y} + \frac{e \beta_z}{\gamma m_0} \tilde{B}_r y, \quad (1)$$

$$\ddot{y} = -\frac{r_b e B_{\varphi, m} A}{r^2 \beta_z \gamma m_0} y + \frac{e B_z}{\gamma m_0 c} \dot{x} - \frac{e \beta_z}{\gamma m_0} \tilde{B}_r x, \quad (2)$$

$$\ddot{z} = \frac{r_b e B_{\varphi, m}}{r^2 \gamma m_0} (1 - f_M)(\beta_x \cdot x + \beta_y \cdot y) - \frac{e}{\gamma m_0} \tilde{B}_r (\beta_x \cdot y - \beta_y \cdot x) - \frac{e}{\gamma m_0} E_z, \quad (3)$$

где $\beta_z = \dot{z}/c$, $\beta_x = \dot{x}/c$, $\beta_y = \dot{y}/c$, $\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2$,

$$\tilde{B}_r = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}, B_{\varphi, m} = \frac{2 I_b}{r_{b0} c}, A = \beta_z^2 (1 - f_M) - 1 + f_e,$$

E_z — электрическое поле, природа появления которого может быть связана как с индуктивными явлениями на переднем и заднем фронтах пучка, так и с торможением пучка за счет возбуждения неустойчивостей при транспортировке пучка в плазме,

$r=\sqrt{x^2+y^2}$ – радиус траектории электрона в цилиндрических координатах (r, φ, z) , f_M – степень токовой нейтрализации.

Приведенная система ур. (1–3) позволяет исследовать траектории электронов пучка и строить огибающую пучка в неоднородных полях с учетом изменения его радиуса $r_b(z)$ и плотности тока. Заметим, что при полной зарядовой нейтрализации ($f_e=1$) и пренебрежении полем E_z , что достаточно корректно для устойчивых пучков с медленно растущим фронтом, вместо ур. (3) удобно использовать закон сохранения энергии электрона

$$\beta_z^2 = (2 \frac{eU_0}{m_0 c^2} - \beta_x^2 - \beta_y^2). \quad (4)$$

Ниже, не останавливаясь на хорошо известных результатах по самофокусировке электронных пучков в собственных полях [2], проведем исследование транспортировки и фокусировки сильноточных пучков в присутствии внешнего магнитного поля при $A>0$.

3. Влияние внешнего магнитного поля на фокусировку пучка

а. Однородное поле

Присутствие внешнего однородного магнитного поля B_z приводит к появлению у электронов пучка дополнительного движения по азимутальному углу со скоростью v_φ . В результате появляется центробежная сила $\gamma m_0 \beta_\varphi^2 c^2 / r$, ослабляющая самофокусировку электронного пучка в собственном магнитном поле B_φ . При упрощающих предположениях: $\beta_z \gg \beta_x, \beta_y$ и $B_z=0$, уравнения (1–3) допускают аналитическое решение, которое можно использовать для оценок возможности транспортировки и фокусировки пучка при различной напряженности внешнего магнитного поля.

В пределе сильного внешнего магнитного поля $B_z^2 \gg 4B_{\varphi, m}(m_0 c^2 / e)(\gamma / r_b \beta_z) A$ такое решение было исследовано в работе [6], где показано, что в этих полях самофокусировка подавляется, и пучок при зарядовой нейтрализации распространяется вдоль трубы дрейфа со слабо модулированным радиусом, глубина модуляции $\sim \Omega^2 / \Omega_0^2 \ll 1$, где $\Omega_0 = (eB_z / \gamma m_0 c)$ – циклотронная частота электронов во внешнем продольном магнитном поле, $\Omega = \{(2c^2 / r_b^2 \beta_z \gamma)(I_b / I_{A0}) A\}^{1/2}$ – частота колебаний электрона в собственных полях пучка в режиме самофокусировки.

Остановимся на исследовании более интересного случая слабых внешних магнитных полей $B_z^2 \leq 4B_{\varphi, m}(m_0 c^2 / e)(\gamma / r_b \beta_z) A$, когда внешнее поле только снимает самопинчевание пучка, приводящее к ограничению тока, но не разрушает самофокусировку. Этот диапазон магнитных полей можно использовать для управления плотностью тока пучка на мишени. В этом случае из ур. (1–3) можно получить следующее выражение для радиального профиля пучка вдоль трубы дрейфа:

$$r_b(z) = \frac{r_{b0}}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{\Omega_0^2}{4\tilde{\Omega}^2} + \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{4\tilde{\Omega}^2} \right) \cos(2\tilde{\Omega}z/v_z) \right]^{1/2},$$

$$\tilde{\Omega} = \Omega \left(1 + \frac{\Omega_0^2}{8\Omega^2} \right). \quad (5)$$

Из анализа радиального профиля (5) следует, что в рассматриваемой области магнитных полей самофокусировка нейтрализованного по заряду электронного пучка существует в виде кросс-оверов. Однако фокусное расстояние и размеры поперечного сечения пучка в кросс-овере будут зависеть от соотношения собственного и внешнего магнитных полей. Выражения, определяющие минимальный радиус пучка $r_{b, \min}$ и положения кросс-оверов вдоль оси z при $f_e=1$, имеют вид:

$$r_{b, \min} = \frac{r_{b0} \Omega_0}{2\Omega [1 + (\Omega_0^2 / 8\Omega^2)]^{1/2}}, \quad (6)$$

для кросс-овера с номером k , ($k=1, 2, \dots$)

$$z_{\phi, k} = (2k-1) \frac{\pi \beta_z^{1/2}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{I_{AO}}{I_b} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma}{1-f_M} \right) \times$$

$$\times \frac{r_{b0}}{[1 + (\Omega_0^2 / 8\Omega^2)]^{1/2}}. \quad (7)$$

Для оценки изменения поперечной скорости $v_\perp = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ и соответственно β_z от начального значения β_{z0} можно получить соотношение

$$\frac{\beta_\perp}{\beta_z} = 2 \left(\frac{A}{\beta_{z0} \gamma} \frac{I_b}{I_{AO}} \right)^{1/2} \left(\ln \frac{r_{b0}}{r_{b, \min}} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

В качестве оценки фокусировки пучка в режиме полной зарядовой нейтрализации при наличии внешнего поля B_z рассмотрим пучок с током $I_b=200$ А, энергией электронов $\varepsilon_e=16$ кэВ ($\beta_z=0,24$) и начальным радиусом $r_{b0}=2,5$ см. Плотность электронов такого пучка равна $n_{b0}=0,892 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Собственное магнитное поле на краю пучка равно $B_{\varphi, m}=16$ Гс. Для приведенных параметров, чтобы выполнить $\Omega_0=\Omega$, необходимо внешнее магнитное поле, равное $B_z \approx 51,1$ Гс. В этом случае получим $z_{\phi 1}=11,8$ см, $r_{b, \min}=0,47 r_{b0}=1,18$ см, т.е. в фокусе происходит увеличение плотности электронов в 4,53 раза, $n_{b, \max} \approx 4 \cdot 10^{10}$ см⁻³.

В общей постановке задачи с учетом изменений параметров пучка и различных соотношениях внешнего и собственного магнитных полей система ур. (1–3) при $E_z=0$ решалась численно. Рассматривались пучки с начальным радиусом $r_{b0}=0,5 \dots 3,0$ см, током $I_b=300$ А, внешнее магнитное поле изменялось в диапазоне $B_z=50 \dots 150$ Гс.

Из анализа расчетов следует, что в сильных внешних магнитных полях самофокусировка пучка уничтожается. Однако существует область значений внешнего поля, при котором можно одновременно осуществить достаточно высокий уровень

сжатия пучка в фокусе и его стабилизацию относительно отклонений от оси. Это значение поля B_z зависит от плотности тока транспортируемого пучка и продольной скорости электронов. Типичные зависимости, отражающие влияние внешнего магнитного поля B_z на самофокусировку пучка, приведены на рис. 1.

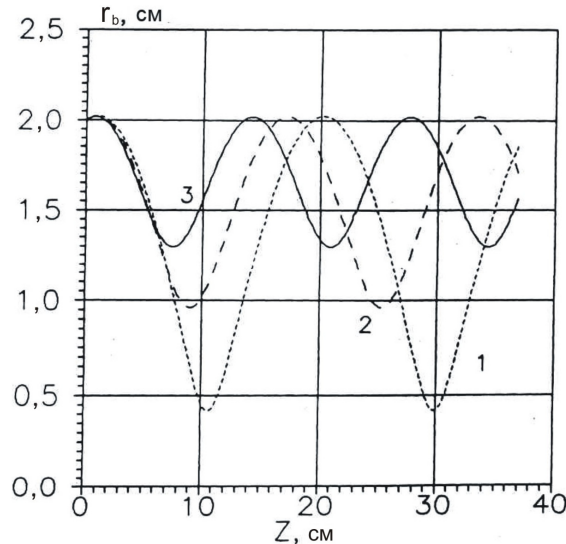


Рис. 1. Влияние внешнего поля на огибающую пучка при $I_b=300$ А, $\varepsilon_e=16$ кэВ, $B_z=\text{const}$: 1) 50; 2) 100; 3) 150 Гс

Из рис. 1 следует, что во внешнем поле $B_z=50$ Гс на фокусных расстояниях $z_{\phi 1} \sim 11$ см и $z_{\phi 2} \sim 29$ см можно получить сжатие пучка по радиусу почти в пять раз, т.е. осуществить увеличение плотности тока $j_b(z_{\phi})/j_b(0) \approx 25$. Следует отметить, что во внешнем поле изменяются положение кроссоверов. С увеличением поля фокусные расстояния z_{ϕ} уменьшаются. Это согласуется с формулой (8).

6. Неоднородное поле

Пусть внешнее магнитное поле описывается функцией вида [7]:

$$B_z = \begin{cases} B_{z0} \exp[-(z_m - z)^2 / 1,44a^2], & \text{при } z \leq z_m, \\ B_{z0}, & \text{при } z > z_m, \end{cases} \quad (9)$$

где a характеризует градиент магнитного поля $B_z(z)$. При $z=z_m-a$ магнитное поле уменьшается в два раза по сравнению с максимальным значением B_{z0} . Такая зависимость (9) соответствует полю на входе в соленоид ($B_r < 0$).

Результаты численного исследования транспортировки нейтрализованного по заряду пучка при $E_z=0$ в поле (9) показывают, что движение электронов складывается из двух вращений на частотах ω_1 и ω_2 , которые представляют собой гибриды частот Ω_0 , Ω , $\Omega_r = (eB_0/\beta_z \gamma m_0)^{1/2}$ и в зависимости от соотношения составляющих B_r , B_ϕ , B_z могут изменяться в широких пределах. При доминировании поля B_r ($\Omega_0 \gg \Omega$, Ω_r), четко прослеживается быстрое вращение электронов с высокой циклотронной частотой $\omega_2 \approx \Omega_0$ и малым радиусом вращения вокруг ве-

дущего центра, а также — медленное вращение с частотой $\omega_2 < \Omega_0$ вокруг оси пучка радиусом r_b , рис. 2 и 3. Огибающая пучка зависит от B_{z0} , градиента поля $B_z(z)$ на входе в пространство дрейфа, плотности тока, энергии электронов и степени зарядовой нейтрализации. В отличие от однородного поля здесь существует область параметров, для которых можно удержать пучок в сфокусированном состоянии, применяя определенные поля B_{z0} .

Типичное сжатие электронного пучка в этих условиях представлено на рис. 2.

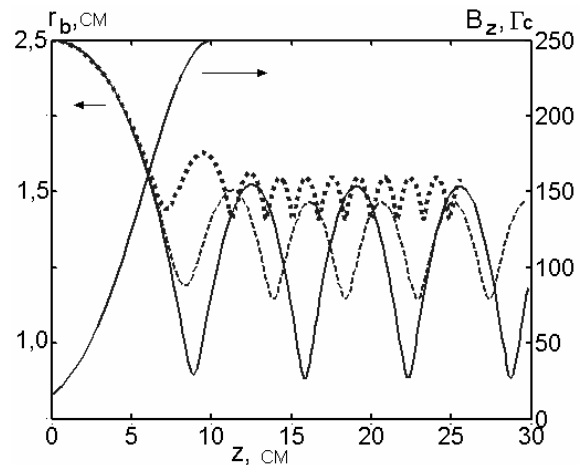


Рис. 2. Огибающая электронного пучка в неоднородном внешнем поле $B_z(z)$ при $I_b=300$ А, $\varepsilon_e=16$ кэВ, d_f : — 0; - - - 0,1; 0,25

На рис. 2 показаны огибающие электронного пучка в случае неоднородной зарядовой нейтрализации $f_e = 1 - d(1 - r^2/r_{b0}^2)$, где $d_f = d(p) < 1$. Неоднородность $f_e(r)$ связана с фокусировкой пучка, увеличивающей плотность $n_b(r)$ при постоянной плотности плазмы в трубе дрейфа.

Из поведения кривых видно, что на входе в трубу дрейфа пучок фокусируется под действием собственного и внешнего неоднородного магнитных полей. При уменьшении степени зарядовой нейтрализации $f_e < 1$ радиальные размеры пучка в фокусе увеличиваются из-за ослабления собственной фокусирующей силы. Если пучок в сжатом состоянии достигает переходной области поля $B_z(z)$, то при переходе в область с нулевым градиентом ($B_r=0$), область $z > 10$ см, пучок удерживается продольным полем B_{z0} и транспортируется в трубе дрейфа с радиусом $r_{bc} < r_{z0}$. Радиус r_{bc} сложным образом зависит от энергии электронов, соотношения полей B_r , B_ϕ , B_z и степени их неоднородности. Последнее нетрудно заметить из рис. 2, если принять во внимание, что неоднородность степени зарядовой нейтрализации в рассматриваемых условиях эквивалентна изменению собственного фокусирующего поля $B_\phi(r)$ по величине и структуре.

Увеличение неоднородности $f_e(r)$ приводит также к уменьшению пространственного периода модуляции пучка и ее глубины. Следует отметить, что в реальных электронных пучках с угловым разбро-

сом электронов по скоростям глубина модуляции нивелируется и не играет заметной роли, исключая особые случаи. Важными остаются характеристики первого фокуса пучка.

Результаты численного моделирования фокусировки пучка с разбросом электронов по скоростям и током $I_b=15$ кА при полной зарядовой нейтрализации в неоднородном поле $B_z(z)$ приведены на рис. 3.

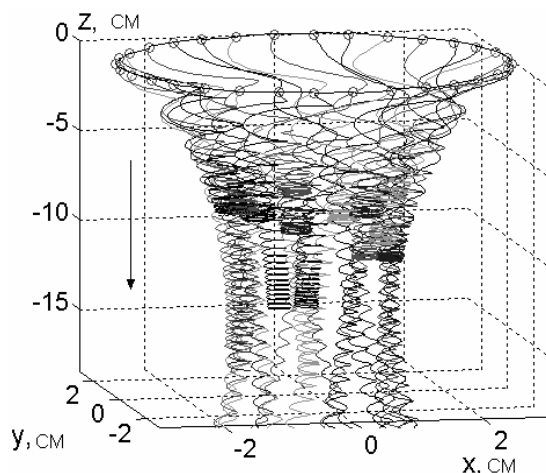


Рис. 3. Конфигурационный портрет электронного пучка в нарастающем поле B_z ($B_{z\min}=0,5$ кГс; $B_{z\max}=3$ кГс); $r_{b0}=3$ см; $I_b=15$ кА; $\epsilon_e=20$ кэВ; $f_M=0,5$; $(v_\perp/v_z)=0,26$

Из рис. 3 видно, что при наличии разброса электронов по скоростям фокусировка пучка сохраняется, однако часть электронов при больших разбросах и высоких токах ($I_b=15$ кА) могут не дойти до мишени из-за высокой начальной поперечной скорости. При уменьшении разброса скоростей электронов $v_\perp/v_z \sim 10\%$ и понижении тока на

входе в пространство дрейфа $I_b \sim 1...3$ кА эти потери практически исчезают.

4. Выводы

Проведенное исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетических электронных пучков показывает, что в диапазоне энергий электронов от 10 до 40 кэВ транспортировка сильноточных пучков с эффективным переносом запасенной энергии возможна при полной зарядовой нейтрализации во внешнем продольном магнитном поле.

В однородном магнитном поле B_0 самофокусировка пучка ослабляется и в сильном поле практически исчезает. Однако существует область $B_z \leq [1,7 \cdot 10^3 B_{\phi, \text{м}} (\gamma/r_b \beta_z) A]^{1/2}$ Гс, где внешнее поле только снимает самопинчевание пучка, ограничивающее ток, но не разрушает самофокусировку. В этой области параметров имеет место фокусировка пучка в виде кроссоверов.

В неоднородном магнитном поле $B_z(z)$ имеется область параметров, в которой сфокусированный на начальном этапе транспортировки пучок перехватывается сильным постоянным магнитным полем и транспортируется в сжатом состоянии к мишени. Это дает возможность управлять параметрами электронного пучка выбором конфигурации внешнего магнитного поля, согласованного с собственными полями.

При наличии углового разброса электронов по скоростям фокусировка сохраняется. Однако, чтобы избежать больших дополнительных потерь пучка при высоких токах из-за высокой начальной поперечной скорости электронов, следует использовать пучки с $v_\perp/v_z \leq 10\%$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А.Н., Лигачев А.Е., Куракин И.Б. Воздействие пучков заряженных частиц на поверхность материалов и сплавов. – М.: Атомиздат, 1987. – 187 с.
2. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. – М.: Атомиздат, 1977. – 210 с.
3. Devyatkov V.N., Koval N.N., Schanin P.M., Grigoriev V.P., Koval T.V. Generation and propagation of high-current low-energy electron beams // *Laser and Particle Beams*. – 2003. – V. 21. – P. 243–248.
4. Grigoriev V.P., Zakharov A.V., Condratiev N.A., Smetanin V.I., Surikov Yu.P. Some aspects of the development of the large-scale instability of a high current REB injected in gaseous mixtures // *Proc. 8th Intern. Conf. on High Power Particle Beams*. – 1990. – V. 2. – P. 659–664.
5. Rand R.E., Lampel M.C., Wang D.Y. Transport of self-field dominated DC low-energy electron beams through low-pressure gases // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 62. – № 5. – P. 1639–1654.
6. Hammer D.A., Rostoker N. Propagation of high current relativistic electron beams // *The Physics of Fluids*. – 1970. – V. 13. – № 7. – P. 1831–1850.
7. Кельман В.М., Яворский С.Я. Электронная оптика. – М.: Изд-во АН СССР, 1959. – 364 с.