

ПРИТЯЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА К СЛАБОПРОВОДЯЩЕМУ ПЛАЗМЕННОМУ КАНАЛУ

В. Б. Владыко, Ю. В. Рудяк

При инжекции релятивистского электронного пучка (РЭП) в плазменный канал с высокой проводимостью в плазме индуцируется обратный ток [1, 2], взаимодействие с которым приводит к вытеснению пучка из канала. Однако инжекция пучка должна также сопровождаться поляризацией плазмы и появлением дипольных электрических полей. В [3] было обращено внимание на то обстоятельство, что в отличие от высокопроводящего плазменного канала, взаимодействие которого с пучком носит в основном магнитный характер, низкопроводящий канал воздействует на пучок главным образом своим электрическим полем, поэтому вместо отталкивания наблюдается притяжение пучка каналом. Поскольку такое взаимодействие является более благоприятным для транспортировки пучков, а имеющихся литературных данных недостаточно для понимания того, какой величины может быть сила притяжения между каналом и пучком и как она зависит от параметров системы, в данной работе предпринята попытка исследования этого вопроса.

Рассмотрим простейший случай несимметричной инжекции РЭП радиуса R_b в слабопроводящий (условие слабой проводимости канала приведено ниже) однородный плазменный канал проводимости σ и радиуса R_p . Пусть пучок целиком находится внутри канала, т. е. расстояние между осями пучка и канала Δ удовлетворяет условию $\Delta \leq R_p - R_b$. Из уравнения непрерывности для плазмы и уравнений Максвелла получим

$$\frac{\partial \rho_p}{\partial t} + 4\pi\sigma\rho_p = -4\pi\sigma\rho_b, \quad (1)$$

где ρ_p и ρ_b — плотности заряда плазмы и пучка соответственно.

Из уравнения (1) следует, что если пучок инжектируется в невозмущенный плазменный канал, то отличные от нуля значения плотности заряда плазмы могут появиться лишь на поверхности канала либо внутри пучка, причем внутри пучка профиль плотности заряда плазмы повторяет профиль плотности заряда пучка. Следовательно, на оси пучка поперечное электрическое поле создается только поверхностными зарядами, которыми и обуславливается притяжение пучка к каналу.

Поверхностная плотность заряда Σ , индуцируемая пучком в канале, определяется уравнением

$$\frac{\partial \Sigma(\varphi, t)}{\partial t} = \sigma E_{\perp}(\varphi, t), \quad (2)$$

где $E_{\perp}(\varphi, t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} E_r(R_p - |\varepsilon|, \varphi, t)$; r, φ — цилиндрические координаты с центром на оси канала.

Будем считать, что характерный продольный размер системы L_z много больше радиуса канала ($R_p \ll L_z$). Поскольку все возмущения в плазме переносятся вместе с пучком, скорость которого u , то это условие налагает ограничение на частоту изменения величин

$$\omega \ll u/R_p. \quad (3)$$

В частности, для процесса нейтрализации заряда пучка, характерное время которого $1/4\pi\sigma$, условие (3) означает

$$4\pi\sigma R_p/u \ll 1. \quad (4)$$

Неравенство (4) будем считать условием слабой проводимости канала.

Вычисляя в длинноволновом пределе поле E_{\perp} и подставляя его выражение в (2), получим

$$\frac{\partial \Sigma(\varphi, t)}{\partial t} = \sigma \left(\frac{2Q(R_p - \Delta \cos \varphi)}{R_p^2 + \Delta^2 - 2R_p\Delta \cos \varphi} + \int_0^{2\pi} \Sigma(\varphi', t) d\varphi' - 2\pi\Sigma(\varphi, t) \right), \quad (5)$$

где $Q = Q_b + Q_p$ — полный погонный заряд во внутренней области плазменного канала.

На оси пучка поле создается лишь азимутально несимметричной частью поверхностного заряда, равной

$$z(\varphi, t) = \Sigma(\varphi, t) - \int_0^{2\pi} \Sigma(\varphi', t) d\varphi'/2\pi. \quad (6)$$

Из (1), (5), (6) получим уравнение на z

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + 6\pi\sigma \frac{\partial z}{\partial t} + 8\pi^2\sigma^2 z = -4\pi\sigma A \frac{dQ_b}{dt}, \quad (7)$$

где $A = \Delta(\Delta - R_p \cos \varphi)/(2\pi R_p(R_p^2 + \Delta^2 - 2R_p\Delta \cos \varphi))$.

В рассматриваемой задаче начальные условия для уравнения (7) есть

$$z(\varphi, 0) = \frac{\partial z(\varphi, 0)}{\partial t} = 0. \quad (8)$$

Поперечное электрическое поле на оси пучка имеет вид

$$E^*(t) = 2 \left(\int_{\varphi_1}^{\pi} \frac{2\pi R_p(R_p - \Delta \cos \varphi) d\varphi}{R_p^2 + \Delta^2 - 2R_p\Delta \cos \varphi} - \int_0^{\varphi_1} \frac{2\pi R_p(R_p - \Delta \cos \varphi) d\varphi}{R_p^2 + \Delta^2 - 2\Delta R_p \cos \varphi} \right), \quad (9)$$

где $\varphi_1 = \arccos(\Delta/R_p)$.

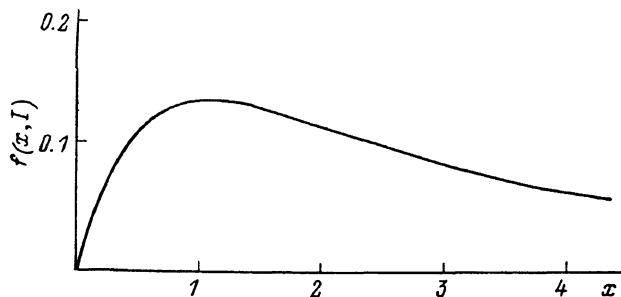


Рис. 1. Зависимость $f(x, 1)$ от величины $x=2\pi\sigma t_\phi$.

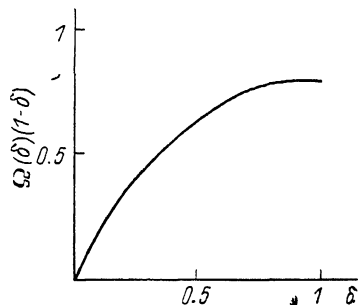


Рис. 2. Зависимость $(1-\delta)\Omega(\delta)$ от величины $\delta = \Delta/R_p$.

Уравнения (7)–(9) определяют поле на оси пучка при произвольной зависимости $Q_b(t)$. Для $Q_b(t) = Q_0(1 - e^{-t/t_\phi})$ поле E^* выражается следующим образом:

$$E^*(t) = (2Q_0/\pi R_p) f(2\pi\sigma t_\phi, t/t_\phi) \Omega(\Delta/R_p),$$

где

$$\Omega(\delta) = - \int_0^{\arccos \delta} \delta \left(\frac{1 - \delta \cos \varphi}{1 + \delta^2 - 2\delta \cos \varphi} \right)^2 d\varphi + \int_{\arccos \delta}^{\pi} \delta \left(\frac{1 - \delta \cos \varphi}{1 + \delta^2 - 2\delta \cos \varphi} \right)^2 d\varphi,$$

$$f(x, \alpha) = ((x-1)e^{-2x\alpha} - (2x-1)e^{-x\alpha} + xe^{-\alpha})/(2x^2 - 3x + 1).$$

Максимальное значение $f_{\max} = 0.25$ достигается при $x \ll 1$ и $\alpha x \simeq 0.7$. Если $\Delta = R_p - R_b$ (отклонение максимально), то

$$E^*(t) = 2Q_b/(\pi R_b) \cdot f(2\pi\sigma t_\phi, t/t_\phi) (1 - \Delta/R_p) \Omega(\Delta/R_p).$$

Зависимости $f(x, 1)$ и $(1-\delta)\Omega(\delta)$ приведены на рис. 1, 2 соответственно. На рис. 3 приведены зависимости $f(0.1, \alpha)$ и $f(1.1, \alpha)$. В частности, для параметров $I_b = 10$ кА, $\Delta = 1$ см, $R_p = 2$ см, $2\pi\sigma t_\phi = 1.1$ поле E^* составляет величину ~ 0.017 МВ/см.

Интересно отметить, что в случае ленточного пучка его притяжение к оси слабопроводящего канала электрическим полем, по-видимому, вообще отсутствует, так как поперечное электрическое поле на оси пучка равно нулю для канала с произвольным профилем проводимости.

Таким образом, исследован механизм дипольного притяжения пучка к слабопроводящему плазменному каналу. Получено аналитическое выражение для поперечного электрического поля на оси пучка и исследована зависимость величины этого поля от параметров системы.

Показано, что максимальное значение дипольного электрического поля на оси пучка

$$E_{\text{max}}^* = 2I_b / 5\pi u R_b$$

достигается при $4\pi\sigma t_\phi \ll 1$ в момент времени $t_* \approx 0.1/\sigma$. Близкие значения электрического поля получаются при $t_\phi \ll t_*$. Пока пучок остается внутри канала, поле увеличивается с ростом отклонения между осями пучка и канала и близко к E_{max}^* при $R_b \ll 0.5R_p$ и $\Delta = R_p - R_b \ll 0.5R_p$.

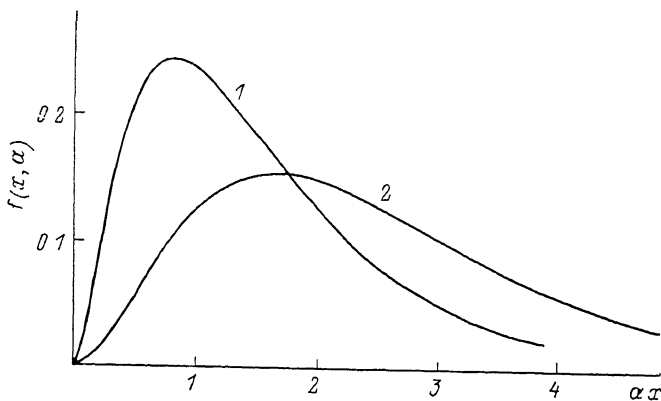


Рис. 3. Зависимости $f(x, \alpha)$ от величины $\alpha x = 2\pi\sigma t$ для двух различных значений величины $x = 2\pi\sigma t_\phi$.
1 — $x = 0.1$; 2 — 1.1 .

Список литературы

- [1] Рухадзе А. А., Богданкевич Л. С., Росинский С. Е., Рухлин В. Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 165 с.
- [2] Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [3] Murphy D. P., Raleigh M., Rechacek R. E., Greig J. R. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 232—238.

Московский радиотехнический институт АН СССР

Поступило в Редакцию
15 сентября 1989 г.

03

Журнал технической физики, т. 60, в. 8, 1990

© 1990 г.

ПРОБЛЕМА УСТОЙЧИВОСТИ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ

Г. Н. Яневич, А. С. Баланкин, А. А. Любомудров, И. Т. Севрюков

Необычайно быстрое расширение круга задач, решаемых с использованием кумулятивных зарядов (КЗ), стимулировало новую волну интереса к проблемам кумуляции, поддерживаемую еще и тем, что кумулирующие системы весьма перспективны с точки зрения фундаментальных исследований в рамках синергетики [1–4]. Кумулятивное струеобразование имеет место в термодинамически открытых системах, испытывающих кинетический фазовый переход, обуславливающий процесс самоорганизации путем включения кумулятивного канала диссипации закачиваемой энергии при достижении критического значения скорости производства энтропии. Таким образом, кумулятивную струю (КС) можно рассматривать как элемент динамической диссипативной структуры, формируемой при схлопывании оболочки (соударении пластин) со скоростью, превышающей критическое значение (определяемое реологическими свойствами материала). Следуя [2], легко показать, что переход к кумулятивному режиму