

04;10

Влияние соотношения поперечных масштабов релятивистского электронного пучка и ионного канала на радиальную динамику плазменных электронов в режиме ионной фокусировки

© Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов

Санкт-Петербургский государственный университет,
Научно-исследовательский институт математики и механики им. В.И. Смирнова,
198904 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 28 мая 1999 г.)

Исследовано влияние собственного магнитного поля релятивистского электронного пучка, распространяющегося в режиме ионной фокусировки, на поперечную динамику плазменных электронов. Для гауссовских радиальных профилей концентрации частиц пучка и ионного канала найдена максимальная амплитуда отклонения плазменных электронов в зависимости от коэффициента зарядовой нейтрализации, отношения характерного радиуса пучка к радиусу ионного канала и полного тока пучка.

В настоящее время значительное внимание исследователей привлекают возможности распространения релятивистских электронных пучков (РЭП) в режиме ионной фокусировки (ИФ) [1–8]. Режим ИФ возникает, когда погонная плотность плазменного канала N_i меньше соответствующей плотности пучка N_b . Электронный пучок при входе в предварительно созданный плазменный канал вытесняет фоновые электроны в результате действия собственного электрического поля фронтальной части РЭП. В этом случае оставшийся ионный остов будет фокусировать пучок, препятствуя его поперечной дисперсии.

Основным условием реализации режима ИФ должно быть наличие достаточно низкого давления в фоновой газоплазменной среде. В этом случае электроны в предварительно созданном или наработанном в процессе транспортировки плазменном канале под действием поперечной компоненты коллективного электрического поля покидают область, занимаемую пучком, не создавая значительной дополнительной ионизации фоновой плазмы. Эта ситуация имеет место, когда выполнено условие

$$\lambda_i \gg R_b, \quad (1)$$

где λ_i — характерная длина развития лавинной ионизации, R_b — характерный радиус пучка.

Картина нейтрализации пространственного заряда РЭП в режиме ИФ предполагает быстрое вытеснение электронов фоновой плазмы из области пучка под действием поперечной компоненты электрического поля фронтальной части РЭП. В процессе этого ухода электронной компоненты магнитное поле пучка может существенно ограничить вытеснение электронов и, следовательно, повлиять на процесс зарядовой нейтрализации.

В настоящей работе в ситуации гауссовских профилей концентрации частиц пучка и ионной компоненты канала исследовано влияние параметра $\eta = R_b/R_i$ (R_b, R_i — соответственно характерный радиус пучка и канальных ионов) на поперечную бесстолкновительную динамику

электронов плазмы в процессе зарядовой компенсации на фронте РЭП в режиме ИФ. Кроме того, в случаях с различными η учтено влияние на процесс вытеснения плазменных электронов магнитного поля пучка для токов $I_b = 5\text{--}50$ кА. Заметим, что ситуация $\eta = 1$ для беннетовских пучка и канала рассматривалась в [4].

Рассмотрим параксиальный моноскоростной РЭП, распространяющийся в режиме ИФ вдоль предварительно созданного плазменного канала по оси z цилиндрической системы координат (r, θ, z) . Предположим, что концентрации электронов и ионов канала имеют гауссовский вид

$$n_{b,i} = \frac{N_{b,i}}{\pi R_{b,i}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_{b,i}^2}\right), \quad (2)$$

где индекс b относится к параметрам пучка, i — к параметрам ионов канала, N_b и N_i — погонные концентрации электронов пучка и канальных ионов.

Будем считать, что z -компонента коллективного электрического поля E_z мала, полный ток пучка I_b не зависит от времени и движение канальных электронов происходит в бесстолкновительном режиме. В этой ситуации из уравнения энергии имеем

$$\frac{d\gamma}{dt} = \left(\frac{ev_r}{\beta mc^3}\right) \frac{2I_b}{r} \left[\left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{R_b^2}\right)\right) - f_c \left(1 - \exp\left(-\frac{r^2}{R_i^2}\right)\right) \right], \quad (3)$$

где m, e — масса и заряд электрона; $\beta = v_z/c$, v_r и v_z — радиальная и z -компонента скорости частиц пучка; I_b — ток пучка; c — скорость света; $f_c = N_i/N_b$ — эффективный коэффициент зарядовой нейтрализации; γ — лоренц-фактор; t — время.

Заметим, что в правой части (3) учтен вклад компоненты электрического поля E_r как пучка, так и ионного остова плазменного канала.

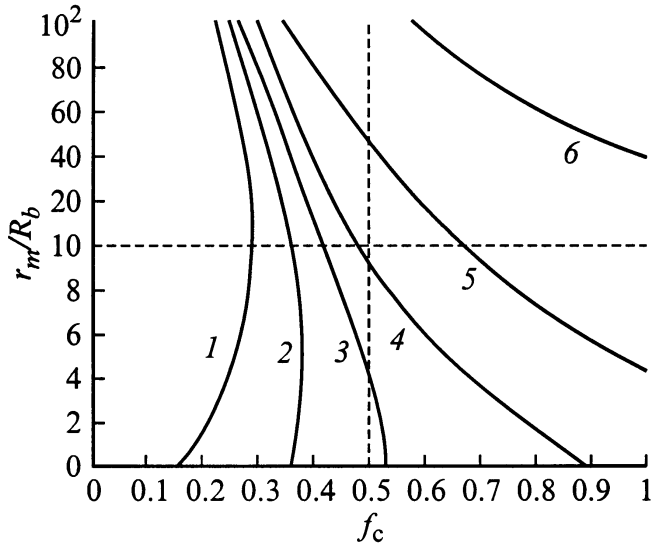


Рис. 1. Зависимость r_m/R_b от f_c . 1 — $\eta = R_b/R_i = 5$, 2 — $\eta = 2$, 3 — 1.5, 4 — 1, 5 — 0.5, 6 — 0.1.

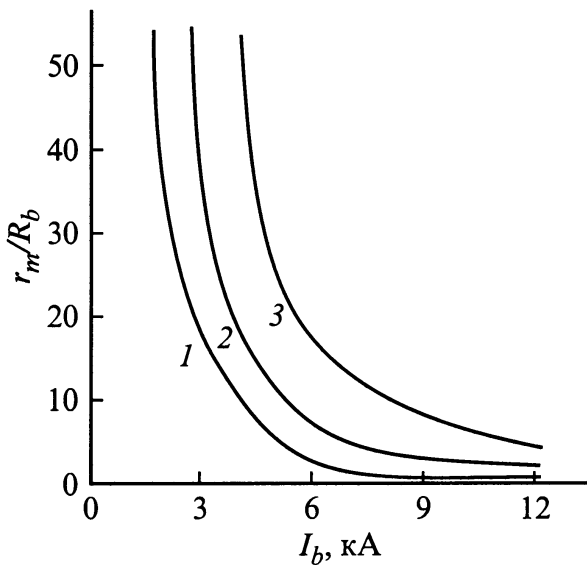


Рис. 2. Зависимость r_m/R_b от I_b . $\eta = 1.5$ (1), 1 (2), 0.5 (3).

Предполагая, что сначала электроны плазмы покоятся, из (3) имеем

$$\gamma - 1 = \frac{I_b}{I_A^*} \left[\Re(r, r_0, R_b) - f_c \Re(r, r_0, R_i) \right], \quad (4)$$

где $I_A^* = 17\beta$ [kA] — ток Альфвена при $\gamma = 1$, $r_0 = r$ при $t = 0$, $E_1(z) = \int_z^\infty d\mu \exp(-\mu)/\mu$ — интегральная показательная функция,

$$\Re(r, r_0, \xi) = \ln \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 - E_1 \left(\frac{r_0^2}{\xi^2} \right) + E_1 \left(\frac{r^2}{\xi^2} \right). \quad (5)$$

С другой стороны, из z -компоненты уравнения движения плазменного электрона с учетом параксиальности пучка и (2) имеем

$$\frac{\gamma v_z}{c} = \frac{I_b}{I_A^*} \Re(r, r_0, R_b). \quad (6)$$

Заметим, что в правой части (6) учтен вклад θ -компонента магнитного поля пучка. Принимая во внимание, что

$$\left(\gamma \frac{v_r}{c} \right)^2 = \gamma^2 - \left(\gamma \frac{v_z}{c} \right)^2 - 1, \quad (7)$$

из (5) получим

$$\left(\gamma \frac{v_r}{c} \right)^2 = 2\tilde{I}_b \left[\Re(R_b) - f_c \Re(R_i) - f_c \tilde{I}_b \Re(R_b) \Re(R_i) + \frac{f_c^2}{2} \tilde{I}_b \Re^2(R_i) \right], \quad (8)$$

где $\tilde{I}_b = I_b/I_A^*$ и для краткости использована упрощенная запись $\Re(\xi) = \Re(r, r_0, \xi)$.

Максимальное удаление плазменного электрона от оси пучково-плазменной системы, которое обозначим как r_m , определяется как точка остановки ($v_r = 0$) из уравнения

$$\Re(R_b) = \frac{f_c \Re(R_i) [2 - f_c \Re(R_i) \tilde{I}_b]}{2(1 - f_c \Re(R_i) \tilde{I}_b)}. \quad (9)$$

На рис. 1 представлена зависимость r_m/R_b от f_c для разных значений $\eta = R_b/R_i$ при $I_b = 5$ kA и $r_0/R_b = 0.1$. Заметим, что аналог кривой 4 для случая беннетовских радиальных профилей n_b и n_i был получен в работе [4]. На рис. 2 представлена зависимость r_m/R_b от I_b при $f_c = 0.5$ для $\eta = 0.5, 1, 1.5$. Из рис. 1 видно, что уширение канала ($\eta < 1$) заметно влияет на уход плазменных электронов из области пучка. В частности, при $\eta = 0.1$ в фазе нейтрализации до $f_c \simeq 0.6$ электроны вытесняются на расстояние $r_m/R_b > 10^2$. Увеличение параметра η ($\eta > 1$) при $f_c > 0.2$ существенно понижает координату r_m . Сравнение кривых 1–3 с кривой 4 ($\eta = 1$) подтверждает качественное понимание, что ”широкий” пучок будет сильнее тормозить электроны плазмы. Поэтому для одного значения f_c кривые 1–3 проходят ниже, чем кривая 4. Из рис. 2 видно, что магнитное поле пучка B_θ , которое пропорционально току I_b , может существенно ограничить степень вытеснения плазменных электронов из области пучка.

Список литературы

- [1] Buchanan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.
- [2] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P. // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.
- [3] Krall J., Nguen K., Joyce G. // Phys. Fluids. B. 1989. Vol. 1. N 10. P. 2099–2105.
- [4] Briggs R.J., Yu S.S. // Livermore Lab. Report UCID-19399.1982. P. 47.

- [5] Владыко В.Б., Рудяк Ю.В. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 12. С. 1444–1453.
- [6] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // РиЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 694–699.
- [7] Колесников Е.К., Савкин А.Д. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 1. С. 54–56.
- [8] Колесников Е.К., Зеленский А.Г. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 188–190.