

01

## К вопросу о зависимости силы пучково-канального взаимодействия от формы радиальных профилей релятивистского электронного пучка и ионного канала в режиме ионной фокусировки

© Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов<sup>†</sup>

Санкт-Петербургский государственный университет,  
198504 Санкт-Петербург, Россия

<sup>†</sup> e-mail: a.manuylov@spbu.ru, man06@mail.ru

(Поступило в Редакцию 7 апреля 2016 г.)

Получены формулы для расчета силы взаимодействия релятивистского электронного пучка с ионным плазменным каналом в случае транспортировки пучка в режиме ионной фокусировки. Исследовано влияние различия в радиальных профилях пучка и ионного канала на величину указанной силы при разных амплитудах отклонения пучка от оси симметрии канала.

DOI: 10.21883/JTF.2017.02.44145.1845

### Введение

В последние годы внимание исследователей привлекают вопросы транспортировки релятивистских электронных пучков (РЭП) в плотных и разреженных газоплазменных средах [1–11]. Определенное место в данных исследованиях занимает задача нахождения условий устойчивой проводки пучков по предварительно созданному плазменному каналу в режиме ионной фокусировки (ИФ) [5–7].

Известно, что режим ИФ может быть реализован при достаточно низком давлении в фоновой газоплазменной среде, когда электроны плазмы в предварительно созданном плазменном канале при воздействии поперечной составляющей электрического поля фронтальной части РЭП покидают область, занимаемую пучком, не создавая существенной дополнительной ионизации фонового газа [5–7]. В этом случае пучок будет распространяться под действием фокусирующего электрического поля, созданного ионной компонентой плазменного канала, которая в силу достаточно большой массы ионов (по сравнению с массой электронов) определенное время может считаться неподвижной.

В режиме ИФ РЭП может быть подвержен ряду крупномасштабных неустойчивостей, среди которых наибольшим инкрементом нарастания обладает так называемая ионная шланговая неустойчивость (ИШН) [5]. При развитии данной моды пучок испытывает растущие по амплитуде изгибные поперечные колебания в результате электростатического взаимодействия с отстающим по фазе из-за инерционных эффектов ионным каналом. Указанное отставание приводит к раскачке поперечных колебаний как пучка, так и ионного канала.

В настоящей работе исследовано влияние различия в радиальных профилях пучка и ионного канала на величину указанной силы при разных амплитудах отклонения пучка от оси симметрии канала.

### Постановка и решение задачи

Рассмотрим параксиальный моноэнергетический аксиально-симметричный РЭП, распространяющийся в разреженном газе вдоль предварительно созданного плазменного канала.

Выберем цилиндрическую систему координат  $(r, \theta, z)$ , так, чтобы ось  $z$  совпадала с осью симметрии канала. Давление фонового газа полагаем таким, что выполнены условия существования режима ИФ, а именно [5]

$$b_{av} \gg R_b. \quad (1)$$

Здесь  $b_{av}$  — характерная длина развития лавинной ионизации окружающего пучка газа,  $R_b$  — характерный радиус пучка. В этой ситуации плазменные электроны под действием поперечной компоненты электрического поля в головной части РЭП удаляются из плазменного канала без дополнительной ионизации фонового газа.

Далее будем считать, что радиальные зависимости объемных концентраций электронов пучка и ионов плазменного канала имеют либо гауссов вид, либо беннетовский, а именно

$$n_m(r) = \frac{N_m}{\pi R_m^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_m^2}\right), \quad m = 1, 2, \quad (2)$$

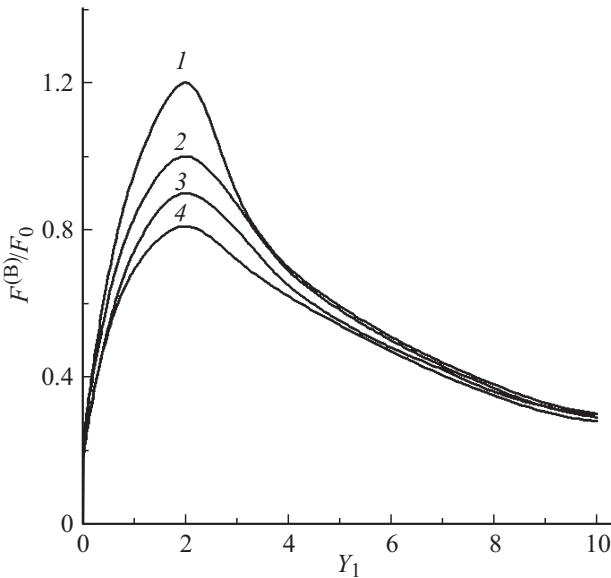
$$n_j(r) = \frac{N_j}{\pi R_j^2} \frac{1}{(1 + r^2/R_j^2)^2}, \quad j = 1, 2, \quad (3)$$

где

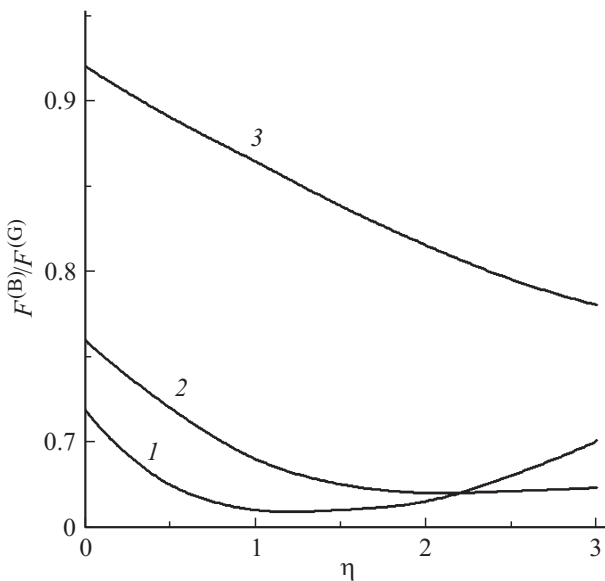
$$N_1 = N_b, N_2 = N_i, R_1 = R_b, R_2 = R_i. \quad (4)$$

Здесь  $N_b, N_i$  — соответственно погонные концентрации электронов пучка и ионов плазменного канала (концентрации, приходящиеся на единицу длины пучка или ионного канала),  $R_b, R_i$  — характерные радиусы пучка и ионного канала.

В рамках модели „жесткого пучка“ предполагаем, что РЭП смещается в поперечном направлении без деформации его радиального профиля концентрации. В этом



**Рис. 1.** Зависимости трекинг-силы от приведенной амплитуды отклонения центра симметрии пучка от оси ионного канала при различных значениях параметра  $\eta$ : 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 1, 4 — 1.5.



**Рис. 2.** Зависимость отношения трекинг-сил для беннетовского и гауссовского случаев от параметра  $\eta$  при различных значениях приведенной амплитуды отклонения центра симметрии пучка от оси ионного канала  $Y_1$ : 1 — 0.5, 2 — 1, 3 — 4.

случае трекинг-сила (возвращающая сила), действующая на смещенный пучок со стороны неподвижного ионного канала, может быть определена как

$$|F_x| = |e| \frac{N_b}{\pi R_b^2} \int_{\Omega} d\mathbf{r}_{\perp} \Phi(r, \theta, S) E_r^{(i)} \cos \theta, \quad (5)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $S^2 = r^2 + Y^2 - 2rY \cos \theta$ ,  $\mathbf{r}_{\perp}$  — радиус-вектор, проведенный из точки пересечения поперечной плоскости и оси ионного канала в точку

наблюдения,  $\Omega$  — область поперечной плоскости, занятая пучково-плазменной системой,  $\theta$  — угол между осью  $x$ , вдоль которой происходит смещение пучка, и направлением радиус-вектора  $\mathbf{r}_{\perp}$ ,  $Y$  — амплитуда отклонения центра симметрии пучка относительно оси ионного канала, функция  $\Phi(r, \theta, S)$  в случае гауссовых и беннетовских радиальных профилей пучка и ионного канала имеет следующий вид соответственно

$$\Phi(r, \theta, S) = \exp\left(-\frac{S^2}{R_b^2}\right), \quad \Phi(r, \theta, S) = \frac{1}{(1+S^2)^2}, \quad (6)$$

где  $E_r^{(i)}$  — радиальная компонента напряженности электростатического поля, созданного ионным каналом в точке наблюдения.

В силу предположения о неподвижности ионной компоненты канала имеем

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr}(rE_r^{(i)}) = 4\pi|e|n_i(r), \quad (7)$$

с граничным условием  $E_r^{(i)}|_{r=0} = 0$ .

Тогда в случае гауссового радиального профиля ионного канала можно получить

$$E_r^{(i)}(r) = \frac{2\alpha_n I_b}{r\beta c} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{R_i^2}\right)\right], \quad (8)$$

где  $\alpha_n = N_i/N_b$  — коэффициент зарядовой нейтрализации в режиме ИФ,  $I_b$  — полный ток пучка,  $c$  — скорость света,  $\beta = v_z/c$  — отношение продольной компоненты скорости частиц пучка (который полагается моноскоростным в  $z$ -направлении) к скорости света.

Аналогичным образом в случае беннетовского радиального профиля ионного канала нетрудно получить

$$E_r^{(i)}(r) = \frac{2\alpha_n I_b}{\beta c} \frac{r/R_i^2}{(1+r^2/R_i^2)}. \quad (9)$$

Для упрощения вычислений введем следующие безразмерные величины:

$$r_1 = \frac{r}{R_b}, \quad Y_1 = \frac{Y}{R_b}, \quad \eta = \left(\frac{R_i}{R_b}\right)^2. \quad (10)$$

Тогда с учетом (6), (7), (9) и (10) имеем соответственно для гауссова и беннетовского случаев:

$$F^{(G)} = F_0 \int_0^{2\pi} d\theta \cos \theta \int_0^{\infty} dr_1 \exp[-(r_1^2 + Y_1^2 - 2r_1 Y_1 \cos \theta)] \times [1 - \exp(-r_1^2/\eta)], \quad (11)$$

$$F^{(B)} = F_0 \int_0^{2\pi} d\theta \cos \theta \int_0^{\infty} dr_1 \frac{r_1}{(1+r_1^2+Y_1^2-2r_1 Y_1 \cos \theta)^2} \times \frac{r_1/\eta}{(1+r_1^2/\eta)}. \quad (12)$$

где  $F_0 = 2f_n I_b^2 / [\pi R_b (\beta c)^2]$  — характерная трекинг-сила, приходящаяся на единицу длины пучка.

На рис. 1 представлены графики зависимости трекинг-силы  $F^{(B)}$  от  $Y_1$ , определенной по формуле (12) и нормированной к характерной силе  $F_0$ . Кривые построены при разных значениях параметра  $\eta$ . Кривая 1 соответствует случаю  $\eta = 0.2$ , 2 —  $\eta = 0.5$ , 3 —  $\eta = 1$ , 4 —  $\eta = 1.5$ . Из рисунка следует, что с ростом параметра  $\eta$  трекинг-сила  $F^{(B)}/F_0$  убывает. Это объясняется тем, что при увеличении параметра  $\eta$  ионный канал становится шире пучка. При этом часть ионного канала, находящегося „вне“ пучка, работает на удаление РЭП от оси системы. Поэтому трекинг-сила убывает. Кроме того, из рис. 1 видно, что указанная сила имеет явно выраженный максимум.

На рис. 2 представлена зависимость  $F^{(B)}/F^{(G)}$  от параметра  $\eta$  при разных значениях амплитуды  $Y_1$ . Кривая 1 соответствует  $Y_1 = 0.5$ , 2 —  $Y_1 = 1$ , 3 —  $Y_1 = 4$ . Из данного рисунка следует, что  $F^{(B)}$  меньше  $F^{(G)}$  при любых значениях параметра  $\eta$  и амплитуды отклонения пучка  $Y_1$ . При этом при малых значениях  $Y_1 < 1$  и значениях параметра  $0 < \eta \leq 2.5$  величина  $F^{(B)}/F^{(G)} \sim 0.7-0.75$ .

## Заключение

Рассмотрена задача расчета силы взаимодействия ионного канала и релятивистского электронного пучка, испытывающего поперечное отклонение в случае распространения пучка в режиме ионной фокусировки. Найдены формулы для расчета указанной силы в случае беннетовских и гауссовых радиальных профилей ионного канала и плотности тока пучка. Показано, что рассматриваемая сила существенно зависит от амплитуды отклонения пучка, вида радиальных профилей канала и пучка, а также соотношения их характерных радиальных масштабов.

## Список литературы

- [1] Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980. 167 с.
- [2] Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.
- [3] Колесников Е.К., Мануйлов А.С., Филиппов Б.В. Динамика пучков заряженных частиц в газоплазменных средах. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2002. 98 с.
- [4] Колесников Е.К., Мануйлов А.С., Зеленский А.Г. Динамика релятивистских электронных пучков в режиме ионной фокусировки. Воскресенск: Изд-во Позитив, 2013. 104 с.
- [5] Buchanan H.L. // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.
- [6] Swanekamp S.B., Holloway J.P., Kamnash T., Gilgenbach R.M. // Phys. Fluid. B. 1992. Vol. 4. N 5. P. 1332–1348.
- [7] Fernsler R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P. // Phys. Fluid. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.
- [8] Mamedov B.A. // Astropart. Phys. 2015. Vol. 64. P. 1–3.
- [9] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // РИЭ. 1992. Т. 37. № 4. С. 694–699.
- [10] Колесников Е.К., Мануйлов А.С. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 5. С. 68–73.
- [11] Зеленский А.Г., Колесников Е.К. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 127–129.