12

Определение конечного равновесного радиуса неподстроенного к равновесным условиям релятивистского электронного пучка при транспортировке в режиме ионной фокусировки

© Е.К. Колесников, А.С. Мануйлов

Санкт-Петербургский государственный университет, Научно-исследовательский институт математики и механики им. В.И. Смирнова,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: man06@mail.ru

(Поступило в Редакцию 3 мая 2012 г.)

Получено уравнение, связывающее значение конечного равновесного радиуса параксиального азимутально-симметричного релятивистского электронного пучка, распространяющегося в режиме ионной фокусировки, с его начальным неравновесным значением. Исследована зависимость конечного равновесного радиуса и прироста среднеквадратичного эмиттанса от плотности рассеивающей фоновой среды.

Введение

В последние годы внимание отечественных и зарубежных исследователей все больше привлекают вопросы динамики транспортировки релятивистских электронных пучков (РЭП) в режиме ионной фокусировки (ИФ) [1–20]. Режим ИФ возникает при распространении электронного пучка в разреженной газоплазменной среде, когда РЭП при входе в предварительно созданный плазменный канал вытесняет фоновые электроны из области канала. Указанный процесс происходит под действием поперечной компоненты электрического поля фронтальной части пучка. В этом случае оставшийся ионный „остов“ будет фокусировать пучок, препятствуя его поперечной дисперсии.

При экспериментальных и численных исследованиях распространения РЭП в газоплазменных средах часто наблюдается начальное отклонение параметров пучка от их равновесных значений. В частности, малое несоответствие радиуса РЭП равновесному условию при инжекции может привести к развитию резистивной или ионной перетяжечной неустойчивости пучка, которая характеризуется быстрорастущими радиальными азимутально-симметричными пульсациями [5]. Однако, как показывают численное моделирование и аналитическая теория, перетяжечная мода в широком диапазоне параметров пучка и фоновой газоплазменной среды подавляется, и пучок приходит к некоторому равновесному состоянию [4,5].

В связи с вышесказанным представляет определенный интерес теоретическое предсказание конечного равновесного радиуса РЭП на дистанции распространения, необходимой для выхода пучка к равновесию.

Настоящая работа посвящена выводу уравнений для определения конечного равновесного радиуса РЭП, распространяющегося в разреженной газоплазменной среде в случае режима ИФ.

Постановка задачи

Рассмотрим моноскоростной азимутально-симметричный параксиальный РЭП, распространяющийся вдоль оси z цилиндрической системы координат (r, θ, z). Будем предполагать, что потери энергии пучка на рассматриваемых дистанциях транспортировки РЭП отсутствуют, полный ток пучка I_b является константой по времени и координаты ионного канала не зависят от времени, а именно

$$\frac{\partial\gamma}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial T_B}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial N^{(i)}}{\partial y} = 0, \tag{1}$$

где γ — лоренц-фактор частиц пучка, $T_B = e\beta I_b/(2c)$ — эффективная температура Беннета, $\beta = v_z/c$ (v_z — продольная компонента скорости электронов пучка, c — скорость света), e — заряд электрона, $N^{(i)}$ — концентрация ионов плазменного канала, приходящаяся на единицу длины канала (погонная концентрация).

Далее будем предполагать, что среднеквадратичный радиус пучка $\mathscr{R}_i$ при инжекции не соответствует равновесному значению $\mathscr{R}_0$ на малую величину $\delta\mathscr{R}_0$

$$\mathscr{R}_i = \mathscr{R}_0 + \delta\mathscr{R}_0, \tag{2}$$

где $|\delta\mathscr{R}_0|/\mathscr{R}_0 \ll 1$.

При выполнении условий (1) интегралом движения сегмента пучка, характеризуемого временем инжекции τ, для рассматриваемых пучков является средняя полная поперечная энергия частицы сегмента пучка Ψ, определяемая следующим образом [4,9,10]:

$$\Psi = E_\perp + \Lambda_1 + \Lambda_2, \tag{3}$$

где

$$E_\perp = \int \frac{\chi_b \tilde{p}_\perp^2}{2m\gamma}\, d\mathbf{r}_\perp, \tag{4}$$

$$\Lambda_1 = -\frac{1}{2}\int \chi_b e\beta\mu_0 A_z\, d\mathbf{r}_\perp, \tag{5}$$

$$\Lambda_2 = \int \chi_b e\varphi^{(i)} d\mathbf{r}_\perp, \tag{6}$$

где

$$\chi_b(\mathbf{r}_\perp, t) = \int f^\tau d\mathbf{p}_\perp, \quad \chi_b \tilde{p}_\perp^2 = \int \mathbf{p}_\perp^2 f^\tau d\mathbf{p}_\perp.$$

Здесь $\mathbf{p}_\perp$ — вектор импульса частицы пучка в поперечной к оси z плоскости, $f^\tau(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения частиц пучка по поперечным координатам и импульсам в сегменте РЭП с временем инжекции τ, A_z — аксиальная компонента векторного потенциала электромагнитного поля системы плазма–пучок, $\mu_0 = -1/(\beta\gamma)^2$, $\varphi^{(i)}$ — скалярный потенциал электрического поля ионного канала.

Обобщая кинетическую теорию для параксиальных РЭП на случай режима ИФ [4,9,10], можно получить уравнение эволюции поперечной полной энергии сегмента пучка в виде

$$\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{E_\perp}{\gamma}\frac{d\gamma}{dt} + (\Lambda_1 + \Lambda_2)\frac{d\ln(2f_n T_\text{B}/\beta)}{dt} + \Lambda_1 \frac{d}{dt}\ln\left|\frac{\beta|\mu_0|}{2f_n/\beta}\right| + \int S\chi_b d\mathbf{r}_\perp, \tag{7}$$

где S — величина, характеризующая темп закачки энергии в поперечное движение частиц пучка в результате многократного кулоновского рассеяния электронов РЭП на атомах фоновой газоплазменной среды.

При наличии упрощающих предположений (1) уравнение (7) сводится к простому виду

$$\Psi_f - \Psi_i = \gamma m(\beta c)^3 \sigma_S n_g t_r, \tag{8}$$

где Ψ_f и Ψ_i — соответственно значения поперечной энергии сегмента пучка в конечном равновесном состоянии и при инжекции РЭП, σ_S — транспортное сечение многократного кулоновского рассеяния на малые углы частиц пучка на атомах фонового газа, n_g — концентрация атомов среды, t_r — время выхода на равновесное состояние. Из (8) следует, что при отсутствии рассеяния ($\sigma_S = 0$) Ψ является интегралом движения для рассматриваемого сегмента пучка. Эта ситуация для омического случая была рассмотрена в работах [7,8].

Решение проблемы

Обратимся к выводу уравнения, связывающего конечный равновесный среднеквадратичный радиус пучка $\mathscr{R}_f$ с начальным значением среднеквадратичного радиуса $\mathscr{R}_i$, который считается известным. Для этого воспользуемся уравнением огибающей пучка для среднеквадратичного радиуса. В рассматриваемом случае имеем [4,10]

$$\frac{d^2\mathscr{R}}{dt^2} + \frac{1}{\gamma}\frac{d\gamma}{dt}\frac{d\mathscr{R}}{dt} + \frac{4\mu_0 T_\text{B}}{\gamma m\mathscr{R}} + \frac{4T_\text{B}G^{(i)}}{\gamma m\mathscr{R}} = \frac{4E^2}{\gamma^2\mathscr{R}^3}, \tag{9}$$

где

$$G^{(i)} = \frac{e^2\langle N^{(i)}(\mathbf{r}_\perp)\rangle_b}{T_\text{B}} = \frac{2f_n}{\beta^2}\langle\tilde{N}^{(i)}(\mathbf{r}_\perp)\rangle_b. \tag{10}$$

Здесь

$$\langle\tilde{N}^{(i)}(\mathbf{r}_\perp)\rangle_b\rangle = \int \chi_b(\mathbf{r}_\perp)N^{(i)}(\mathbf{r}_\perp)d\mathbf{r}_\perp, \tag{11}$$

$$\tilde{N}^{(i)}(\mathbf{r}_\perp) = N^{(i)}\int_\Omega \chi^i(\mathbf{r}_\perp)|\mathbf{r}_\perp|d\mathbf{r}_\perp, \tag{12}$$

$$\tilde{N}^{(i)}(\mathbf{r}_\perp) = \frac{N^{(i)}(\mathbf{r}_\perp)}{N^{(i)}}, \quad f_n = \frac{N^{(i)}}{N_b}, \tag{13}$$

$$\Omega = \{\mathbf{r}_\perp : |\mathbf{r}_\perp| \le r,\ \theta \in (0, 2\pi)\}, \tag{14}$$

$$E^2 = \frac{\gamma^2\mathscr{R}^2}{4}\left[\frac{4E_\perp}{m\gamma} - \left(\frac{d\mathscr{R}}{dt}\right)^2\right]. \tag{15}$$

Далее рассмотрим величину

$$\hat{\Gamma} = \frac{\Lambda_1 + \Lambda_2}{G^{(i)}T_\text{B}} - \ln\left(\frac{\mathscr{R}}{\mathscr{R}_c}\right)^2.$$

Тогда из (16)

$$\Lambda_1 + \Lambda_2 = G^{(i)}T_\text{B}\left[\hat{\Gamma} + \ln\left(\frac{\mathscr{R}}{\mathscr{R}_c}\right)^2\right]. \tag{17}$$

Подставим (17) в (13). В этом случае находим

$$\Psi = E_\perp + G^{(i)}T_\text{B}\left[\hat{\Gamma} + \ln\left(\frac{\mathscr{R}}{\mathscr{R}_c}\right)^2\right]. \tag{18}$$

С учетом (8) и (18) имеем

$$\Psi_f - \Psi_i = E_{\perp f} - E_{\perp i} + G_f^{(i)}T_\text{B}\left[\hat{\Gamma}_f + \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_c}\right)^2\right] - G_i^{(i)}T_\text{B}\left[\hat{\Gamma}_i + \ln\left(\frac{\mathscr{R}_i}{\mathscr{R}_c}\right)^2\right] = \gamma m(\beta c)^3\sigma_S n_g t_r. \tag{19}$$

В конечном равновесном состоянии

$$\left(\frac{d\mathscr{R}}{dt}\right)_f = \left(\frac{d^2\mathscr{R}}{dt^2}\right)_f = 0. \tag{20}$$

Ограничиваясь случаем высокорелятивистских РЭП ($\gamma \gg 1$), параметром μ_0 далее будем пренебрегать. Тогда из (9) имеем

$$\frac{4T_\text{B}}{\gamma m\mathscr{R}_f}G_f^{(i)} = \frac{4E_f^2}{\gamma^2\mathscr{R}_f^3}. \tag{21}$$

Кроме того, из (15) следует, что

$$\frac{(E_\perp)_f}{m\gamma} = \frac{E_f^2}{\gamma^2\mathscr{R}_f^2}. \tag{22}$$

Тогда, умножая (21) на $\mathscr{R}_f/4$ и подставляя полученный результат в (22), имеем

$$\frac{(E_\perp)_f}{m\gamma} = \frac{T_\mathrm{B}}{\gamma m} G_f^{(i)}. \tag{23}$$

С учетом (23) уравнение (19) принимает следующий вид:

$$\frac{E_{\perp i}}{m\gamma} - \frac{G_f^{(i)}}{m\gamma} T_\mathrm{B} \left[\hat{\Gamma}_f + \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_c}\right)^2\right] + \frac{G_i^{(i)}}{m\gamma} T_\mathrm{B}$$
$$\times \left[\hat{\Gamma}_i + \ln\left(\frac{\mathscr{R}_i}{\mathscr{R}_c}\right)^2\right] + (\beta c)^3 \sigma_S n_g t_r = \frac{T_\mathrm{B}}{\gamma m} G_{(f)}^{(i)}. \tag{24}$$

Откуда находим

$$\frac{T_\mathrm{B}}{\gamma m}\left(G_f^{(i)} + G_f^{(i)}\hat{\Gamma}_f - G_i^{(i)}\hat{\Gamma}_i\right) + \frac{G_f^{(i)}}{m\gamma} T_\mathrm{B} \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_c}\right)^2$$
$$- \frac{G_i^{(i)}}{m\gamma} T_\mathrm{B} \ln\left(\frac{\mathscr{R}_i}{\mathscr{R}_c}\right)^2 = \frac{E_{\perp i}}{m\gamma} + (\beta c)^3 \sigma_S n_g t_r. \tag{25}$$

Умножая (25) на $m\gamma/T_\mathrm{B}$, получим

$$G_f^{(i)} + G_f^{(i)}\hat{\Gamma}_f - G_i^{(i)}\hat{\Gamma}_i + G_f^{(i)} \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_c}\right)^2$$
$$- G_i^{(i)} \ln\left(\frac{\mathscr{R}_i}{\mathscr{R}_c}\right)^2 = \frac{E_{\perp i}}{T_\mathrm{B}} + \frac{(\beta c)^3 \sigma_S n_g t_r m\gamma}{T_B}. \tag{26}$$

Определяя эффективный пинч-потенциал как $U_0^* = I_b/I_A = 2T_\mathrm{B}/\big(m\gamma(\beta c)^2\big)$ (здесь $I_A = m\gamma\beta c^3/e$ — предельный ток Альфвена), из (26) имеем

$$G_f^{(i)} + G_f^{(i)}\hat{\Gamma}_f - G_i^{(i)}\hat{\Gamma}_i + G_f^{(i)} \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_c}\right)^2$$
$$- G_i^{(i)} \ln\left(\frac{\mathscr{R}_i}{\mathscr{R}_c}\right)^2 = \frac{2E_{\perp i}}{m\gamma(\beta c)^2 U_0^*} + \frac{2L_r \sigma_S n_g}{U_0^*}, \tag{27}$$

где $L_r = t_r \beta c$.

Определим далее изменение среднеквадратичного эмиттанса пучка в процессе транспортировки его до конечного равновесного состояния, а именно

$$\Delta E^2 = E_f^2 - E_i^2, \tag{28}$$

где E_i^2, E_f^2 — соответственно начальное и конечное значения среднеквадратичного эмиттанса сегмента пучка.

Из уравнения (9) имеем

$$\frac{4T_\mathrm{B}}{\gamma m \mathscr{R}_0} G_i^{(i)} = \frac{4E_i^2}{\gamma^2 \mathscr{R}_0^3}, \tag{29}$$

где $\mathscr{R}_0$ — равновесный среднеквадратичный радиус, соответствующий начальному эмиттансу E_i.

Кроме того, из (29) находим

$$\frac{E_i^2}{(\gamma\beta c)^2} = \frac{\mathscr{R}_0^2}{2} U_0^* G_i^{(i)}, \tag{30}$$

где U_0^* было определено выше.

Поскольку РЭП в финальной стадии предполагается находящимся в равновесии, то по аналогии с (30) имеем

$$\frac{E_f^2}{(\gamma\beta c)^2} = \frac{\mathscr{R}_f^2}{2} U_0^* G_f^{(i)}. \tag{31}$$

Тогда из (30) и (31) следует, что

$$\frac{\Delta E^2}{(\gamma\beta c)^2} = \frac{E_f^2 - E_i^2}{(\gamma\beta c)^2} = \frac{U_0^*}{2}\left(\mathscr{R}_f^2 G_f^{(i)} - \mathscr{R}_0^2 G_i^{(i)}\right). \tag{32}$$

Далее на основе полученных уравнений (27)–(32) рассмотрим несколько упрощенных ситуаций.

В случае отсутствия процесса рассеяния ($\sigma_S = 0$) для первоначально холодного пучка ($E_{\perp i} = 0$) и случая $\chi_b = \chi^{(i)}$ (радиальные профили пучка и канала совпадают) с учетом условий (1) из (27) имеем

$$1 + \hat{\Gamma}_f - \hat{\Gamma}_i + \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_i}\right)^2 = 0, \tag{33}$$

где было учтено, что в случае $\chi_b = \chi^{(i)}$ имеет место соотношение $\langle N^{(i)}(\mathbf{r}_\perp)\rangle_b = N^{(i)}/2$. Последнее соотношение вместе с (1) приводит к условию $G_i^{(i)} = G_f^{(i)}$.

В силу того, что параметр $\hat{\Gamma}$ слабо варьируется при изменении вида радиального профиля плотности тока пучка ($\hat{\Gamma}_f - \hat{\Gamma}_i \ll 1$), из (33) имеем

$$\mathscr{R}_i = \mathscr{R}_f \sqrt{e}. \tag{34}$$

При выполнении условия $G_i^{(i)} = G_f^{(i)}$ из (32) находим

$$\frac{\Delta E^2}{(\gamma\beta c)^2} = (\mathscr{R}_f^2 - \mathscr{R}_0^2)\frac{U_0^*}{2} G^{(i)}. \tag{35}$$

Далее выразим в (27) $E_{\perp i}$ через равновесный радиус РЭП $\mathscr{R}_0$, соответствующий начальному эмиттансу. Предположим для простоты, что $(d\mathscr{R}/dt)_i = 0$. Тогда из (15) следует

$$E_{\perp i} = \frac{m}{\gamma \mathscr{R}_i^2} E_i^2. \tag{36}$$

Из уравнения огибающей (9) имеем

$$G^{(i)} T_\mathrm{B} = \frac{m E_i^2}{\gamma \mathscr{R}_0^3}. \tag{37}$$

Тогда из (36) и (37) следует

$$\frac{2E_{\perp i}}{m\gamma(\beta c)^2 U_0^*} = \frac{\mathscr{R}_0^2}{\mathscr{R}_i^2} G^{(i)}. \tag{38}$$

Из (27) при отсутствии рассеяния имеем

$$1 + \hat{\Gamma}_f - \hat{\Gamma}_i + \ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_i}\right)^2 = \left(\frac{\mathscr{R}_0}{\mathscr{R}_i}\right)^2. \tag{39}$$

При условии $\hat{\Gamma}_f - \hat{\Gamma}_i \ll 1$ из (39) находим

$$\ln\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_i}\right)^2 \simeq \left(\frac{\mathscr{R}_0}{\mathscr{R}_i}\right)^2 - 1. \quad (40)$$

Тогда при условии $|\delta\mathscr{R}_0|/\mathscr{R}_0 \ll 1$ имеем

$$\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_i}\right)^2 \approx 1 + 2\left(\frac{\delta\mathscr{R}_0}{\mathscr{R}_0}\right)^2. \quad (41)$$

С учетом (41) из (35) следует

$$\Delta E^2 = (\gamma\beta c)^2 U_0^* G^{(i)}(\delta R_0^2). \quad (42)$$

При наличии процесса рассеяния для первоначально „холодного“ пучка ($E_{\perp i} = 0$) из (27) имеем

$$\left(\frac{\mathscr{R}_f}{\mathscr{R}_i}\right)^2 \approx \left(1 + 2\,\frac{\delta\mathscr{R}_0}{\mathscr{R}_0}\right)\exp(\Psi), \quad (43)$$

где $\Psi = 2L_r\sigma_S n_g/(G^{(i)}U_0^*)$.

После подстановки (43) в (35) находим прирост среднеквадратичного эмиттанса в рассматриваемой ситуации

$$\Delta E^2 = (\gamma\beta c)^2\,\frac{U_0^*}{2} \times G^{(i)}\mathscr{R}_0^2\left[\exp(\Psi) + 2\exp(\Psi)\,\frac{\delta\mathscr{R}_0}{\mathscr{R}_0} - 1\right]. \quad (44)$$

В качестве иллюстрации на рис. 1 и 2 для случая РЭП с энергией электронов $E = 5\,\mathrm{MeV}$ ($\gamma = 10$), $I_b = 10\,\mathrm{kA}$, $\mathscr{R}_0 = 1\,\mathrm{cm}$, $\mathscr{R}_i = 1.3\,\mathrm{cm}$ и $L_r \approx 3L_\beta = 6\pi\mathscr{R}_0(U_0^* G^{(i)})^{-1/2}$ представлены графики зависимости $\mathscr{R}_f/\mathscr{R}_i$ и $\Delta E^2/(\gamma\beta c)^2$ от степени разряжения фонового газа n_g/n_0 ($n_0 = 2.6\cdot 10^{19}\,\mathrm{cm}^{-3}$) для двух значений коэффициента зарядовой концентрации $f_n = 0.2$ (кривая *1*) и $f_n = 0.5$ (кривая *2*).

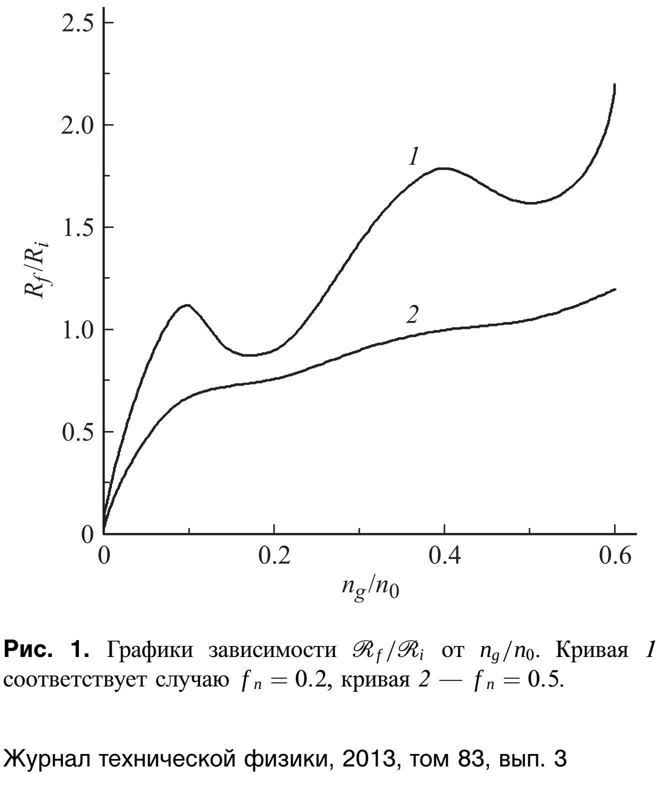

Рис. 1. Графики зависимости $\mathscr{R}_f/\mathscr{R}_i$ от n_g/n_0. Кривая *1* соответствует случаю $f_n = 0.2$, кривая *2* — $f_n = 0.5$.

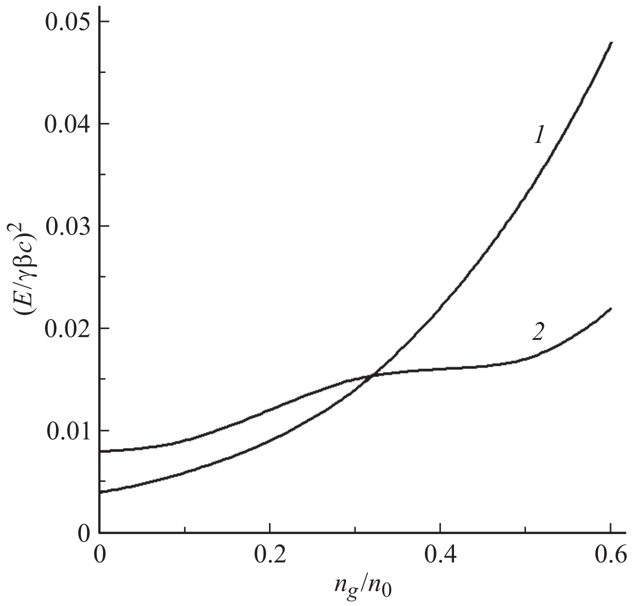

Рис. 2. Графики зависимости $\left(\Delta E/(\gamma\beta c)\right)^2$ от n_g/n_0. Кривая *1* соответствует случаю $f_n = 0.2$, кривая *2* — $f_n = 0.5$.

Нетрудно видеть, что процесс рассеяния и величина коэффициента зарядовой нейтрализации f_n, как и следовало ожидать, могут заметно повлиять на значение конечного равновесного радиуса $\mathscr{R}_f$, а также на прирост эмиттанса пучка.

Заключение

В настоящей работе с помощью уравнения эволюции поперечной полной энергии сегмента параксиального аксиально-симметричного РЭП, распространяющегося в разреженной газоплазменной среде в режиме ионной фокусировки, получено уравнение, связывающее значение конечного равновесного радиуса пучка с его начальным неравновесным значением. Кроме того, сформулировано уравнение для определения прироста эмиттанса пучка в течение его выхода на равновесное состояние. Найденные уравнения обобщают результаты работ [7,8], полученных для случая транспортировки РЭП в омической плазме, на ситуацию распространения пучка в режиме ионной фокусировки.

Работа выполнена в рамках тематического плана фундаментальных НИР, выполняемых по заказу Министерства образования и науки РФ, № 6.0.10.2010.

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] *Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П.* Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977. 277 с.

[3] *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1984. 432 с.

[4] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С., Филиппов Б.В.* Динамика пучков заряженных частиц в газоплазменных средах. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2002. 98 с.

[5] *Buchanan H.L.* // Phys. Fluids. 1987. Vol. 30. N 1. P. 221–231.

[6] *Колесников Е.К., Курышев А.П., Филиппов Б.В.* // Вестник ЛГУ. Сер. 1. 1979. № 13. С. 84–86.

[7] *Lee E.P., Yu S.S., Barletta W.A.* // Nucl. Fusion. 1981. Vol. 21. N 8. P. 961–972.

[8] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 7. С. 108–111.

[9] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 7. С. 119–125.

[10] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 8. С. 109–113.

[11] *Мануйлов А.С.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 103–108.

[12] *Колесников Е.К.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. Вып. 10. С. 933–938.

[13] *Bosch R.A., Gilgenbach R.M.* // Phys. Fluids. 1988. Vol. 31. N 3. P. 634–640.

[14] *Fernsler R.F., Hubbard R.F., Slinker S.P.* // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 12. P. 4153–4165.

[15] *Владыко В.Б., Рудяк Ю.В.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. Вып. 12. С. 1444–1453.

[16] *Swanekamp S.B., Hollowey J.P., Kammash T., Gilgenbach R.M.* // Phys. Fluids. B. 1992. Vol. 4. N 5. P. 1332–1348.

[17] *Виноградов С.В., Захарова С.С., Никулин М.Г.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 1. С. 165–173.

[18] *Колесников Е.К., Мануйлов А.С.* // РЭ. 1992. Т. 37. Вып. 4. С. 694–699.

[19] *Зеленский А.Г., Колесников Е.К.* // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 5. С. 188–190.

[20] *Колесников Е.К., Савкин А.Д.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 1. С. 54–56.