

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВЫСОКОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ТРУБЕ ДРЕЙФА ПРИ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ И НАПРЯЖЕННОСТИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Е.С. Вагин, В.П. Григорьев

Национальный исследовательский Томский политехнический университет
VaginEvS@yandex.ru

Уникальные возможности сильноточных электронных пучков (СЭП) по транспортировке энергий высокой плотности на достаточно большие расстояния без существенных потерь вызывает повышенный интерес к их прикладному использованию в технологических процессах связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов.

Эффективная транспортировка пучков с высокими плотностями тока (десятки кА) и низкими энергиями (десятки кэВ) электронов возможна только при обеспечении практически полной зарядовой нейтрализации [1] и достаточно высокой токовой нейтрализации. Чтобы обеспечить указанные условия транспортировку низкоэнергетических СЭП осуществляют, инжектируя их в плазму или нейтральный газ низкого давления ($10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па), кроме того для подавления эффекта самопинчевания пучка транспортировка происходит в присутствии внешнего продольного магнитного поля.

Таким образом, транспортировка низкоэнергетического СЭП без существенных потерь, представляет сложную задачу.

Математическая модель самосогласованной динамики пучка в поле пространственного заряда и магнитных полях при его транспортировке в пространстве дрейфа, заполненного плазмой с однородной плотностью n_0 , разработана на основе описания электронов пучка и плазмы макрочастицами [2]. Модель построена для области, совпадающей с областью цилиндрической камеры, и имеет размерность 2,5 (трехмерная по динамике, двумерная по полям) [3]. Примем L и R – длина и радиус трубы дрейфа; R_b – радиус пучка; J_z – плотности тока в пространстве дрейфа; B_z^* – внешнее магнитное поле; V_z – скорость электронов пучка; r, z, θ – компоненты цилиндрической системы координат.

При построении модели предполагалась:

- аксиальная симметрия процессов $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$;
- преобладание продольного тока пучка $J_z \gg J_r, J_\theta$;
- неподвижность ионов (концентрация ионов плазмы считается однородной и постоянной $n_i = n_0$);

Динамика электронов пучка и плазмы описывается системой релятивистских уравнений в цилиндрической системе координат:

$$\begin{cases} \frac{d(\gamma_\alpha \dot{z})}{dt} = -\frac{e}{m_0} (\dot{r} B_\theta + E_z) - v_{ef} \dot{z} \\ \frac{d(\gamma_\alpha \dot{r})}{dt} = -\frac{e}{m_0} (r \dot{\theta} B_z^* - \dot{z} B_\theta + E_r) + \gamma_\alpha r \dot{\theta}^2 - v_{ef} \dot{r} \\ \frac{1}{r} \frac{d(\gamma_\alpha r^2 \dot{\theta})}{dt} = \frac{e}{m_0} (\dot{r} B_z^*) - v_{ef} r \dot{\theta} \end{cases}, \quad (1)$$

где m_0 – масса покоя электрона; e – элементарный заряд; E_z, E_r, B_θ – компоненты собственного электромагнитного поля пучка; $B_z^* = \text{const}$ – компонента внешнего магнитного поля; γ_α – релятивистский фактор частиц α ; α – электроны пучка и плазмы; v_{ef} – эффективная частота столкновений.

Собственное поле пучка описывается уравнениями Пуассона для скалярного потенциала Φ и продольной компоненты векторного потенциала A_z .

Плотности заряда и тока пучка связаны уравнением непрерывности. Суммарная плотность заряда описывается соотношением:

$$\rho = \rho_b + (\rho_i + \rho_e), \quad (2)$$

где ρ_b, ρ_e – плотности заряда электронов пучка и плазмы. Плотность ионов плазмы с большой степенью точности можно считать постоянной. Это связано с тем, что ионизация газа электронами пучка может поддерживать плотность плазмы приблизительно на постоянном уровне, компенсируя рекомбинацию. Это возможно при достаточно высокой степени ионизации газа в области давлений $10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па. Поэтому определим плотность заряда ионов плазмы как $\rho_i = n_0 e$.

Начальное условие для плотности заряда электронов пучка задано как $\rho_b|_{t=0} = 0$, что соответствует отсутствию пучка в трубе дрейфа.

Плотность тока J_z рассчитывается как сумма плотностей тока электронов пучка j_{bz} и плазмы j_{pz} , определяемые соотношениями:

$$J_z = j_{bz} + j_{pz}, \quad (3)$$

$$j_{bz} = \rho_b v_z, \quad j_{pz} = \rho_e v_{pz}, \quad (4)$$

где v_z и v_{pz} – скорость электронов пучка и плазмы.

Граничные условия для потенциалов задаются исходя из условий идеальной проводимости поверхности стенок трубы ($r=R$) и условия непрерывности потенциалов на оси трубы ($r=0$) и на торцах трубы ($z=0$ и $z=L$).

Компоненты полей пучка вычисляются по формулам дифференцирования потенциалов.

При решении модельной задачи параметры пучка и плазмы выбирались подобными экспериментальным [3]. Инжектируемый ток пучка на фронте (τ_{ϕ}) изменяется по линейному закону, за фронтом – задан в виде постоянного тока (I_0).

В качестве исследуемых параметров от которых зависит эффективность транспортировки были выбраны плотность плазмы заполняющей трубу дрейфа, напряженности внешнего магнитного поля и время переднего фронта импульса тока пучка. Критерием эффективности транспортировки принималось отношение получаемого тока на выходе из трубы дрейфа к току импульса на входе.

Зависимость эффективности транспортировки от плотности плазмы, при фиксированных значениях внешнего магнитного поля ($B_z^* = 1$ кГс) и переднего фронта импульса представлена на рисунке 1. Анализ полученных результатов показывает, что высокая эффективность транспортировки пучка достигается при плотности плазмы равной или большей плотности пучка, оценённой по формуле:

$$n_{b0} = \frac{I_b}{I_A} \frac{1}{S_b r_e \beta_{z0}}, \quad (5)$$

где I_b – ток пучка, I_A – ток Альфена, S_b – площадь сечения пучка, r_e – классический радиус электрона, β_{z0} – скорость электронов пучка при начальной энергии электронов W_0 . Для приведенных параметров пучка, плотность составила $\sim 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Недостаточная эффективность транспортировки при меньшей плотности плазмы объясняется недостаточной зарядовой нейтрализацией пучка, что приводит к образованию виртуального катода на входе трубы дрейфа. Образование виртуального катода происходит в момент, когда ток импульса, соответствующий плотности пучка, превысит плотности плазмы в трубе дрейфа.

Рисунок 2 отражает зависимость эффективности транспортировки пучка от величины напряжённости внешнего магнитного поля, при фиксированных значениях плотности плазмы (кривая 1 - $n_0 = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, кривая 2 - $n_0 = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$) и фронта импульса ($\tau_{\phi} = 300$ нс). Достаточно высокая эффективность транспортировки достигается при значениях напряженности магнитного поля больших или равных напряженности собственного магнитного поля пучка, которую можно оценить формуле:

$$B_b = \frac{1}{4\pi} \frac{2I_b}{cr_b} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, \quad (6)$$

где r_b – радиус пучка. Величина собственного магнитного поля для исходных параметров пучка составила 0.06 Тл. Меньшее значение

напряженности внешнего магнитного поле приводит к недостаточному ослаблению собственного магнитного поля и как следствие самопинчеванию пучка.

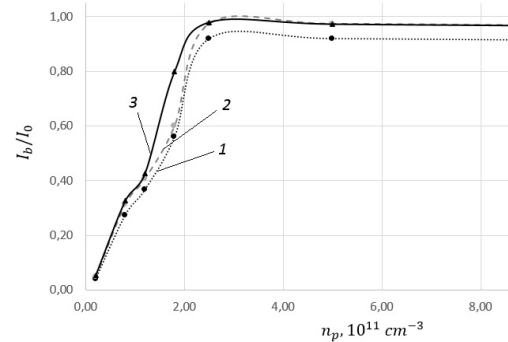


Рис. 1. Зависимость I_b/I_0 от плотности плазмы при $I_0=15$ кА, $\tau_{\phi}=300$ нс, $E_0=20$ кЭв, $B_z = 1.0$ кГс (1), 1.5 кГс (2), 3.0 кГс (3).

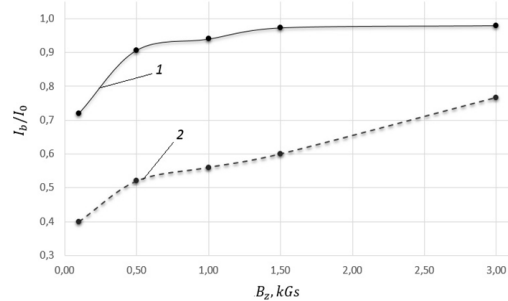


Рис. 2. Зависимость I_b/I_0 величины внешнего магнитного поля при $I_0=15$ кА, $\tau_{\phi}=300$ нс, $E_0=20$ кЭв, $n_p = 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (1), $1.8 \cdot 10^{11}$ (2).

Выводы

Недостаточная величина магнитного поля ведет к некоторому сжатию пучка и увеличению плотности заряда. При этом в условиях недостаточно высокой плотности плазмы, это приводит к образованию виртуального катода и имеет место отражение части электронов, в первую очередь на оси пучка.

Литература

1. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Кухта В.Р., Рахарджо П., Уемура К. Исследование транспортировки и фокусировки низкоэнергетического электронного пучка в ионизованном аргоне низкого давления - Журнал технической физики, 2008, Т. 78, № 1, С. 104–108.
2. Григорьев В.П., Вагин Е.С., Офицеров В.В. Модель макрочастиц зарядовой нейтрализации электронного пучка при инжекции в плазму низкого давления - Известия Томского политехнического университета, 2010, Т. 316, № 2, С. 85–89.
3. Назаров Д.С., Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Генерация низкоэнергетичных сильнооточных электронных пучков в пушке с плазменным анодом - Известия вузов. Физика, 1994, Т. 37, № 3, С. 100–114.