

## ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СИСТЕМЫ ПО ОСИ Z НА ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ПРИ ТРАНСПОРТИРОВКЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В АРГОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

И.Л. Звигинцев, В.П. Григорьев  
Томский политехнический университет  
[Zvigintsev@yandex.ru](mailto:Zvigintsev@yandex.ru)

### Введение

Широкое использование низкоэнергетических (10-30 кэВ) сильноточных (до 25 кА) электронных пучков (СЭП) в различных технологических процессах, связанных с изменением состояния и свойств поверхности материалов, требует решения проблемы повышения эффективности транспортировки пучка и передачи его энергии объекту воздействия. При этом особенностью технологических систем является использование электронных пучков с длительностью импульса до десятков микросекунд и давления газа  $p < 13.3$  Па [2]. Решение этой проблемы невозможно без обеспечения практически полной зарядовой нейтрализации виртуального катода на входе в пространство дрейфа при указанных энергиях. Кроме того, необходимо подавить самопинчевание электронного пучка в собственном магнитном поле [2]. Для этого транспортировку низкоэнергетических СЭП обычно осуществляют, инжектируя их в плазму или нейтральный газ низкого давления ( $10^{-1}..10^{-2}$  Па) в сильном внешнем магнитном поле.

Ниже рассматривается формирование плазменного канала при инжекции электронного пучка в цилиндрическую трубу дрейфа, заполненную ионизованным аргоном низкого давления, во внешнем магнитном поле. Модель пригодна для любых газов, а газ аргон был выбран потому, что он широко используется в установках, является инертным газом и не взаимодействует с поверхностью мишени. Исследования проводятся в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  с осью  $z$ , направленной вдоль оси трубы дрейфа.

### Уравнения

Основные уравнения модели, описывающие динамику ионизации газа при инжекции электронного пучка вдоль оси цилиндрической трубы дрейфа с идеально проводящими стенками имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} = -\frac{4\pi}{c} (j_{bz} + j_{pz}), \quad (1)$$

$$\frac{1}{v_{ef}} \frac{\partial j_{pz}}{\partial t} = \sigma E_z - j_{pz}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sigma_i v_b n_g n_b + n_e K_i n_g + \text{div}(D_{A\perp} \text{grad}(n_i)) - \alpha_{r1} n_i n_e^2 - \alpha_{r2} n_i n_e n_g - \alpha_{r3} n_i n_e, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3} \frac{E_0 r_0}{m_e v_{ef}} \left( E_z^2 - p^2 \left( \frac{T_e}{11.65} \right)^8 \right), \quad (4)$$

где  $A_z$  – векторный потенциал поля;  $E_z$  – напряженность электрического поля полного тока;  $j_{bz} = ev_b n_b$  – плотность тока пучка;  $j_{pz}$  – плотность тока плазмы;  $c$  – скорость света в вакууме;  $e$  – элементарный заряд;  $v_b$  – скорость пучка;  $n_b$  – плотность пучка;  $\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e v_{ef}}$  – проводимость

плазмы;  $m_e$  – масса электрона;  $n_e = n_i - n_b$  – плотность электронов плазмы;  $v_{ef}$  – эффективная частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами;  $r_0$  – классический радиус электрона;  $n_i$  – плотность атомарных ионов;  $E_0$  – энергия покоя электрона, эВ;  $T_e$  – температура электронов плазмы, эВ;  $n_g = 3.5 \cdot 10^{16} p - n_i$  – плотность атомов газа,  $p$  – давление газа, Торр;  $\sigma_i$  – сечение ионизации быстрыми электронами пучка [3];  $K_i$  – коэффициент лавинной ионизации;  $\alpha_{r1}, \alpha_{r2}, \alpha_{r3}$  – коэффициенты ударно-радиационной, трехчастичной и излучательной рекомбинаций соответственно;  $D_{A\perp}$  – коэффициент амбиполярной диффузии.

Векторный потенциал поля определяет напряженность электрического поля, индуцированного на фронте пучка  $E_z = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_z}{\partial t}$ , и магнитное поле  $B_\theta = \text{rot} A_z$ , связанное с полным током в системе. Векторный потенциал поля удовлетворяет граничным условиям  $A_z(r = R_c) = \frac{\partial A_z}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0$ .

Граничные условия для плотности ионов и коэффициента амбиполярной диффузии аналогичны.

Уравнение 2 устанавливает связь плотности тока плазмы с напряженностью электрического поля и проводимостью плазмы. Изменение плотностей атомарных ионов представлено уравнением 3. Связь температуры электронов плазмы с напряженностью электрического поля, включающая как упругие, так и неупругие столкновения электронов плазмы с тяжелыми частицами, описывается уравнением 4.

Модель, основанная на уравнениях (1)-(4) с нулевыми граничными условиями описывает транспортировку пучка в ионизованном газе при  $p < 13.3$  Па в условиях полной зарядовой нейтрализации пучка.

### Результаты

В данной работе представлены результаты для следующих параметров: давления газа  $p = 0.02..0.2$  Па, энергия пучка  $\varepsilon_b = 30$  кэВ, максимум силы тока пучка  $I_{b0} = -15$  кА, длительность импульса  $\tau = 3$  мкс, радиус пучка  $r_b = 4.25$  см, радиус трубы дрейфа  $R_c = 10.3$  см, длина трубы дрейфа  $L = 20$  см, пучок однородный, внешнее магнитное поле  $B_0 = 1.5$  кГс, начальная ионизация газа 17 %. Временной профиль пучка был взят из работы 4.

В таком сильном внешнем магнитном поле диффузия практически отсутствует и ее влияние на результат незаметно.

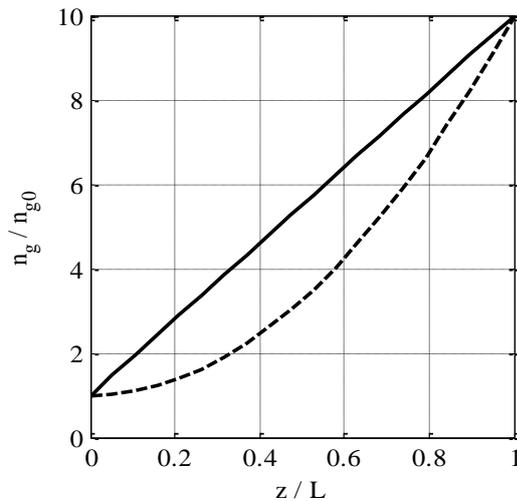


Рис. 1. Профиль распределения плотности газа вдоль трубы дрейфа: сплошная – линейный, штриховая – квадратичный. На левом торце трубы дрейфа  $p = 0.02$  Па.

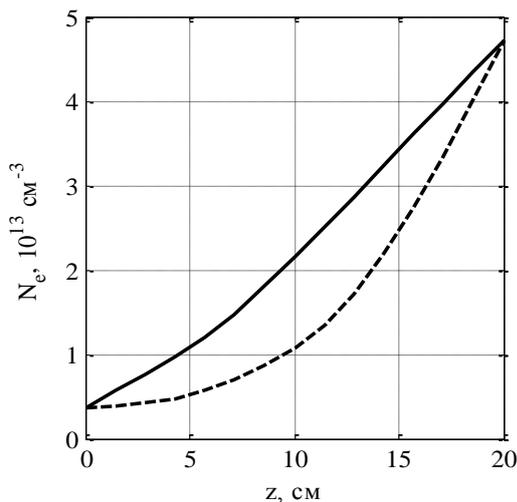


Рис. 2. Зависимость плотности электронов плазмы от  $z$  на оси в конце импульса при линейном (сплошная) и квадратичном (штриховая) градиенте давления

Из рисунков 2 и 3 видно, что плотность электронов плазмы и напряженность электрического поля на торцах не зависят от градиента давления в трубе дрейфа (рис. 1), а зависят от величины плотности газа на торцах. На правом торце трубы дрейфа плотность газа в 10 раз выше, чем на левом

Не на торцах напряженность электрического поля имеет зависимость от градиента давления (рис. 3), что приводит к зависимости плотности электронов от распределения давления вдоль трубы дрейфа. В результате при линейном градиенте давления имеем нелинейную зависимость плотности электронов плазмы от координаты  $z$  (рис. 2).

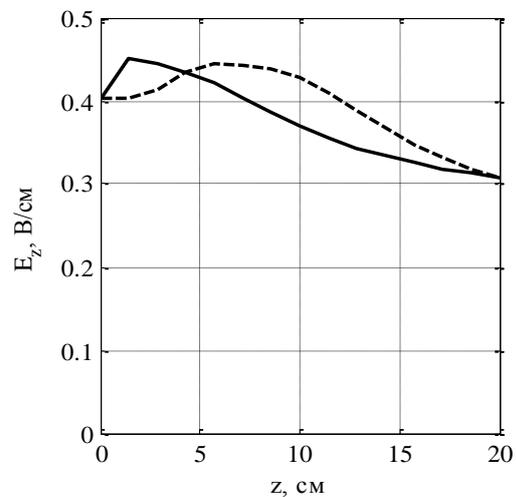


Рис. 3. Зависимость напряженности электрического поля полного тока от  $z$  на оси в конце импульса при линейном (сплошная) и квадратичном (штриховая) градиенте давления

### Литература

1. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А., "Основы физики плазмы", М.:Атомиздат, 1977, 384 с.
2. Захаров А.В., "Исследование влияния параметров газа на транспортировку сильноточного электронного пучка в отсутствии внешних полей", дис. канд. физ.-мат. наук, Томск, 1987, 126 с.
3. М. Gryzinski, "Classical theory of atomic collisions. I. Theory of Inelastic Collisions", Physical Review, v. 138, no. 2A, pp. 336-358, 1965.
4. В.П. Григорьев, Т.В. Коваль, Г.Е. Озур, "Формирование и транспортировка низкоэнергетических сильноточных электронных пучков в плазмонеполненном диоде во внешнем магнитном поле", ЖТФ, т. 80, № 1, с. 103-109, 2010.