

СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОН-ИОННЫХ ПОТОКОВ
В КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ И В ДИОДАХ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

А. В. Агафонов

УДК 537.53

Рассмотрены равновесия сильнооточного электронного пучка (СЭП) в вакуумных каналах с диэлектрическими стенками и в диодах с магнитной изоляцией с учетом влияния ионов.

Один из методов транспортировки СЭП в отсутствие внешних удерживающих полей — транспортировка в вакуумных каналах с диэлектрическими стенками (ВКД). Физический механизм транспортировки состоит в частичной нейтрализации пространственного заряда СЭП ионами, вытягиваемыми из плазмы, образованной в результате пробоя по поверхности диэлектрика, и сжатия пучка собственным магнитным полем. Из-за наличия на поверхности диэлектрика водородосодержащих адсорбированных веществ, основную долю ионов составляют протоны $/I-3/$. Задача о транспортировке СЭП в ВКД в самосогласованном ионном фоне оказывается полезной также и для анализа влияния ионов на характеристики диодов и линий с магнитной изоляцией.

Сильнооточный электронный пучок в вакуумном канале с диэлектрическими стенками. Для анализа основных особенностей метода рассмотрим ленточный пучок. Пусть на стенках канала существует плазма, обладающая неограниченной эмиссионной способностью. Электроны СЭП движутся в z -направлении, а ионы — поперек канала в x -направлении под действием электрического поля СЭП. Электронный и ионный потоки однородны в y - и z -направлениях. Все величины будем измерять в системе единиц $e = m = c = 1$, где e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, а поперечную координату x в единицах половины расстояния между стен-

ками камеры d .

Для конкретизации равновесного состояния предположим, что полные энергии (кинетическая + потенциальная) электронов и ионов сохраняются: $\gamma_0 = \gamma(x) - \varphi(x)$, $\beta_i^2 = -2\varphi(x)/\mu$, где $\varphi(x)$ — электростатический потенциал, γ_0 — релятивистский фактор (энергия) инжектируемых электронов, $\gamma(x)$ — энергия электронов в пучке, μ — отношение масс иона и электрона, $\beta_i(x)$ — скорость ионов. На стенках канала $\gamma = \gamma_0$, $\varphi = 0$, $\beta_i = 0$. Пучок находится в равновесии под действием собственных сил магнитного сжатия и сил пространственного заряда электронов и ионов. Условие

равновесия можно записать как $\gamma'' = A_z^2 \sqrt{\gamma^2 - 1} / \gamma$, где A_z — составляющая вектор-потенциала, $A_z^2 = B_y^2$ — собственное магнитное поле СЭП, а штрих означает производную по поперечной координате x .

Равновесные состояния потоков описываются следующей системой уравнений:

$$\text{в ионной области} \quad (a \leq x \leq 1) \quad \gamma'' = - \frac{J}{\sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, \quad (1)$$

$$\text{в электрон-ионной области} \quad (0 \leq x \leq a) \quad \left(\frac{\gamma'}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right)' = \frac{J \sqrt{\gamma^2 - 1}}{\sqrt{\gamma_0 - \gamma}}, \quad (2)$$

где a — полуширина пучка, J — плотность тока ионов на стенке канала. При условии ограничения тока ионов со стенки пространственным зарядом уравнение (1) имеет следующие интегралы:

$$\gamma' = \frac{4}{3} \frac{\gamma_0 - \gamma}{1 - x} = 2J^{1/2} \sqrt[4]{\gamma_0 - \gamma}; \quad \gamma = \gamma_0 - \left[\frac{3}{2} J^{1/2} (1 - x) \right]^{4/3}, \quad (3)$$

а первый интеграл уравнения (2) можно записать как

$$\left(\frac{\gamma'}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \right)^2 = 4J(\text{const} - \sqrt{\gamma_0 - \gamma}). \quad (4)$$

Из условия симметрии следует, что при $x = 0$, $\gamma'(0) = 0$, $\text{const} = \sqrt{\gamma_0 - \gamma_i}$, причем $\gamma_i = \gamma(0)$ может принимать любые значения от 1 до γ_0 . (Случай $\gamma_i \equiv 1$, когда в левой части уравнения (4) имеется неопределенность, требует отдельного исследования, поскольку он отвечает другой физической ситуации).

Сшивая поля на границе СЭП, получаем уравнение для определения $\gamma(a) = \gamma_a$ по заданным значениям параметров γ_0 и γ_1 : $\gamma_a^2 \sqrt{\gamma_0 - \gamma_a} / (\gamma_a^2 - 1) = \sqrt{\gamma_0 - \gamma_1}$. Отсюда следует, что при изменении γ_1 от 1 до γ_0 , γ_a может принимать значения только из интервала $[\gamma_a^*, \gamma_0]$, где $\gamma_a^* < \gamma_0$ — значение γ_a при котором $\gamma_1 = 1$. Из (4) вычисляем равновесный размер пучка:

$$a = b / \left[b + \frac{4}{3} (\gamma_0 - \gamma_a)^{3/4} \right], \quad (5)$$

где
$$b = \int_{\gamma_1}^{\gamma_a} d\gamma / \sqrt{\gamma^2 - 1} (\text{const} - \sqrt{\gamma_0 - \gamma}).$$

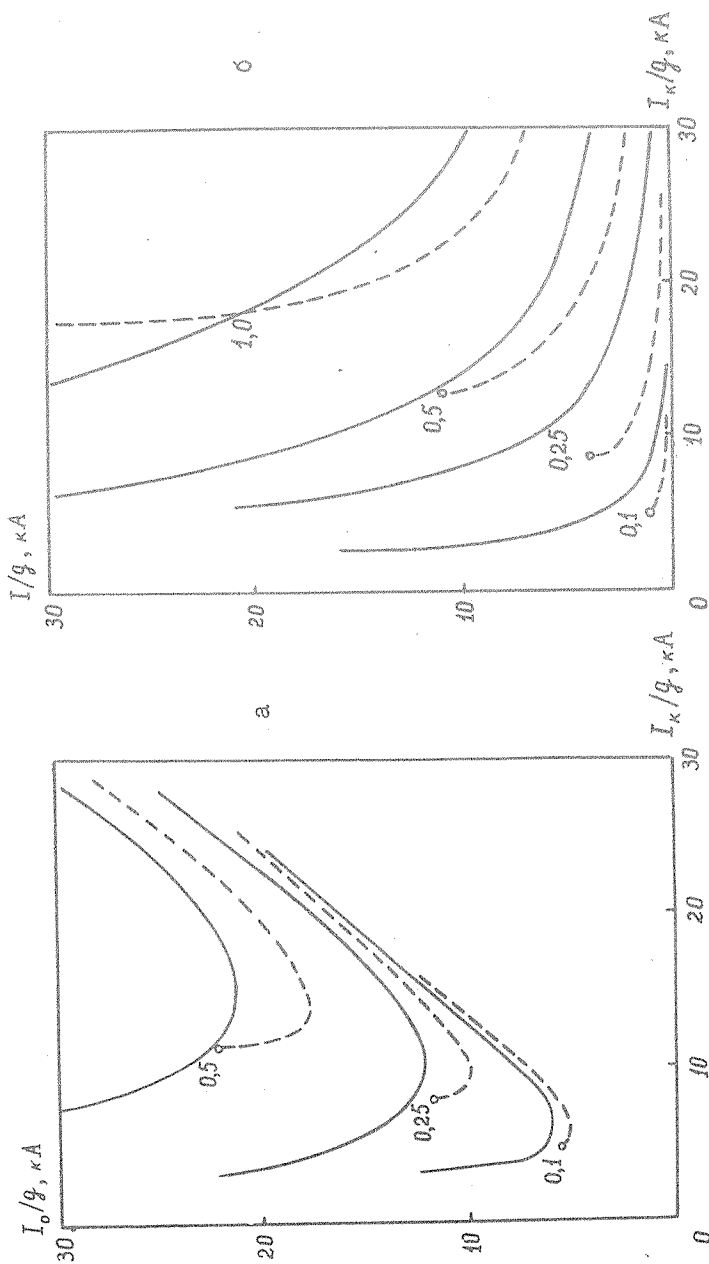
Воспользовавшись теоремой Стокса, условием равновесия и уравнением (4), можно записать ток пучка как

$$I = 8,5g\gamma_a \frac{4(\gamma_0 - \gamma_a)}{3(1 - a)\sqrt{\gamma_a^2 - 1}} \text{ кА}, \quad (6)$$

где $g = y_0/2\pi d$ — геометрический фактор, y_0 — ширина пучка в y -направлении. При $\gamma_1 \rightarrow 1$, $b \sim -\ln(\gamma_1 - 1) \rightarrow \infty$. Поскольку разность $(\gamma_0 - \gamma_a)$ остается конечной величиной, из (3), (5) и (6) следует, что $a \rightarrow 1$, $J \rightarrow \infty$ и $I \rightarrow \infty$. Следовательно, в рамках данной модели в такой системе не существует предельного тока. Физическое и практическое ограничение накладывает только эмиссионная способность плазмы.

Диод с магнитной изоляцией в присутствии ионов. Уравнение (2) имеет еще один класс решений, соответствующий $\gamma_1 \equiv 1$. В этом случае между осевой плоскостью и стенкой канала приложено полное напряжение инжекции и конфигурация соответствует плоскому диоду, в котором поток электронов направлен параллельно поверхностям, т.е. картине движения электронов в диоде с магнитной изоляцией, предложенной в модели Кридона /4,5/.

Вводя $\gamma = \text{ch } u$, где u меняется от 0 до $\text{arch}\gamma_0$, уравнение (4) можно переписать как $u' = 2J^{1/2} \sqrt{\text{const} - \sqrt{\gamma_0 - \text{ch } u}}$, а уравнение сшивки полей как $u_1'^2/4J = \gamma_a^2 \sqrt{\gamma_0 - \gamma_a} / (\gamma_a^2 - 1) - \sqrt{\gamma_0 - 1} \geq 0$. Из последнего следует, что при заданных значениях $u'(0) = u_1'$ и γ_0 , γ_a



Р и с. 1. Зависимости полного тока диода I_o (а) и тока пучка I (б) от тока подмагничивания I_k , g — геометрический фактор или аспектное отношение диода. Параметром семейств является напряже-
жение на диоде в мВ. Пунктиром нарисованы зависимости, полученные для чисто электронного
потока (точками обозначен ток полного заполнения диода)

может принимать значения только из интервала $[1, \gamma_a^*]$. Равновесный размер СЭП определяется выражением (5) при $\text{const} = u_1^2/4J + \sqrt{\gamma_0 - 1}$. Из условия равновесия нетрудно показать, что $u_1' = V_{yi}$ — есть магнитное поле на осевой поверхности (катоде), которое создается, например, внешним током подмагничивания I_k .

Полный ток диода I_0 (ток пучка + ток подмагничивания) определяется выражением (6). Аналогичная формула, приведенная в работе /4/, в которой рассмотрена такая же конфигурация, но в отсутствие ионов, имеет следующий вид:

$$I_0 = 8,5g\gamma_a \left[\ln(\gamma_a + \sqrt{\gamma_a^2 - 1}) + \frac{\gamma_0 - \gamma_a}{\sqrt{\gamma_a^2 - 1}} \right] \text{кА}.$$

Отношение полного тока диода к току подмагничивания в данной модели и модели /4/ можно записать соответственно как

$$\frac{I_0}{I_k} = \frac{\gamma_a}{\sqrt{\gamma_a^2 - (\gamma_a^2 - 1)\sqrt{\gamma_0 - 1}/\sqrt{\gamma_0 - \gamma_a}}}, \quad \frac{I_0}{I_k} = \gamma_a.$$

Зависимости полного тока диода I_0 и тока пучка I от тока подмагничивания I_k приведены на рис. 1а,б. Для сравнения на них приведены зависимости, полученные в работе /4/ (пунктир). Точками обозначен ток полного заполнения, когда пучок занимает все поперечное сечение диода. Видно, что минимальное магнитное поле изоляции в обоих случаях примерно одинаково, но ток диода в присутствии ионного фона выше, что наблюдается и в экспериментах (см., напр., /5/).

Предложенная в работе модель не является полностью само-согласованной, поскольку в ней не учтен ток ионов, пересекающих диодный промежуток и дающих вклад в I_k . Учет этого эффекта требует отказа от однородности системы в z -направлении.

Поступила в редакцию
3 апреля 1981 г.

Л и т е р а т у р а

1. Е. Г. Крастелев, Б. Н. Яблоков, Письма в ЖТФ, 3, 775 (1977).
2. А. В. Агафонов и др., Препринт ФИАН № 183, М., 1978 г.

3. R. Little, J. Uglum, R. Lowell, IEEE Trans. Nucl.Sci., NS-22, 2351 (1975).
4. J. M. Creedon, J. Appl. Phys., 46, 2946 (1976).
5. J. M. Creedon, J. Appl. Phys., 48, 1070 (1977).