

ПРИАНОДНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ В РАЗРЯДЕ
С ЗАМКНУТЫМ ХОЛЛОВСКИМ ТОКОМ

В. С. Ерофеев, Ю. В. Саночкин, С. С. Филиппов

(Москва)

В последнее время интенсивно разрабатываются так называемые ускорители плазмы с замкнутыми токами Холла [1-3]. В них ионы ускоряются электрическим полем, создающимся за счет пространственного заряда электронов, дрейфующих в скрещенных электрическом и магнитном полях по квазизамкнутому пути. В ряде случаев оказывается, что практически вся приложенная разность потенциалов сосредотачивается в весьма тонком прианодном электрическом слое. Образование такого слоя наблюдалось экспериментально в разряде низкого давления в ячейке Пеннинга и в обращенном магнетроне [4-6]. В работах [7,8] в диффузионном приближении рассмотрены некоторые вопросы теории разряда и ускорения плазмы, относящиеся к указанному кругу явлений. В [7] исследован случай «вакуумного разряда», когда плотностью объемного заряда ионов можно пренебречь. В работе [8] изучен другой случай, когда плотность числа ионов определяется внешним ионным пучком с анода-эмиттера, а объемный заряд вторичных ионов, образующихся в разряде, пренебрежимо мал. В обоих случаях предполагалось, что плотность числа нейтральных атомов — постоянная величина.

Нетрудно, однако, убедиться, что в достаточно широком диапазоне условий вероятность ионизации нейтрала в слое может быть близка к единице. Кроме того, следует подчеркнуть, что слой представляет собой «открытую систему», поскольку как ионы, так и неуспевшие ионизоваться нейтральные атомы после прохождения слоя свободно покидают его. Поэтому для правильного определения характеристик слоя необходимо учитывать поступление и неравномерность распределения рабочего вещества в разряде. Особый интерес представляет случай самостоятельного разряда с интенсивным «выгоранием» нейтралов, когда все ионы образуются в разрядном промежутке, и их объемный заряд необходимо учитывать.

Ниже будет рассмотрена задача о прианодном электрическом слое в разряде в сильном поперечном магнитном поле с учетом поступления и выгорания нейтрального газа. Исследуется указанный случай самостоятельного разряда с сильным выгоранием нейтралов и, в частности, вопрос о вероятности ионизации нейтрального атома в слое. Получено также обобщение решений для режимов, изучавшихся в работах [7,8].

1. Направим координату x поперек слоя, ось z — вдоль внешнего однородного магнитного поля и рассмотрим плоский случай, когда в направлениях y и z все однородно. Начало координат удобно поместить в точку, где электрическое поле равно нулю (фиг. 1). Для накопления электронов вблизи анода необходимо, чтобы дрейфовый поток электронов был замкнут. В рассматриваемой задаче холловский ток направлен вдоль оси y и замыкается на бесконечности. Внешнее магнитное поле предполагается достаточно большим, так что индуцированным полем можно пренебречь. Считая электроны на расстояниях порядка толщины слоя сильно замагниченными, а ионы незамагниченными, в диффузионном приближении можно написать исходную систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{dq}{dx} &= v_i n_e, & \frac{dj_e}{dx} &= v_i n_e \quad (v_i = \langle \sigma_i v_e \rangle n_n) \\ \frac{d^2\varphi}{dx^2} &= 4\pi e (n_e - n_i), & j_e &= b_{e\perp} n_e \frac{d\varphi}{dx} \quad \left(b_{e\perp} = \frac{c}{m} \frac{\langle \sigma_i v_e \rangle}{\omega_e^2} n_n \right) \quad (1.1) \\ n_i &= \frac{j_{i0}}{\sqrt{2eM^{-1}(\varphi_0 - \varphi) + v_{i0}^2}} + \int_x^{x_0} \frac{v_i n_e dx'}{\sqrt{2eM^{-1}[\varphi(x') - \varphi(x)] + v_0^2}} \end{aligned}$$

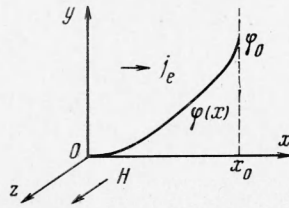
Здесь q и j_e — плотности потоков нейтралов и электронов соответственно, j_{i0} — плотность потока ионов с анода, n_e , n_i и n_n — концентрации частиц, \bar{v}_i — частота ионизационных столкновений электронов, φ — потенциал, φ_0 — приложенная разность потенциалов, e — заряд электрона, m и M — массы электрона и иона, ω_e — циклотронная частота электронов, $b_{e\perp}$ — поперечная подвижность электронов, σ_0 — полное сечение столкновений электронов с потерей направленного импульса, v_e — тепловая скорость электронов, v_{i0} — начальная скорость ионов в пучке, v_0 — средняя направленная скорость нейтралов, x_0 — координата анода. Граничные условия для решения типа слоя имеют вид

$$\varphi(0) = \varphi'(0) = 0,$$

$$j_e(0) = 0, \quad q(0) = q_0 \quad \text{или} \quad q(x_0) = q_0 \quad (1.2)$$

а толщина слоя x_0 определяется из условия

$$\varphi(x_0) = \varphi_0 \quad (1.3)$$



Фиг. 1

При $x > 0$ система уравнений (1.1) описывает случай, когда подача рабочего вещества осуществляется через анод. Нетрудно убедиться, что эта же система уравнений (с заменой $j_e \rightarrow -j_e$) при $x < 0$ описывает и другой случай, когда поток нейтралов движется в направлении анода, если не происходит отражения частиц от стенки.

При составлении (1.1) для простоты пренебрегалось градиентом электронного давления по сравнению с членом, содержащим электрическое поле. (Учет отброшенного члена сравнительно слабо сказывается на характере решения [7] и представляет собой предмет для отдельного рассмотрения.) В то же время будем считать, что электроны обладают энергией, существенно большей потенциала ионизации. Это позволяет считать величину $\langle \sigma_i v_e \rangle$ не зависящей от температуры электронов, величина $\langle \sigma_0 v_e \rangle$ также будет предполагаться приблизительно постоянной. В рассматриваемой одномерной модели не учитывается, кроме того, уход электронов вдоль магнитного поля, имеющий место в реальных конечных схемах. Это явление, наблюдавшееся экспериментально [6], наиболее существенно в начале слоя и приводит, по-видимому, к некоторой деформации низковольтной части слоя. Система уравнений (1.1) неприменима также для рассмотрения области «срыва» вблизи анода, в которой электроны с расстояния, примерно равного ларморовскому радиусу, свободно уходят на анод. Наконец, следует отметить, что пренебрегается ионизацией нейтралов быстрыми ионами и перезарядкой ионов.

Следует особо отметить, что система (1.1) неправильно описывает явления в области малых электрических полей: во-первых, вследствие ухода электронов и ионов из этой области вдоль магнитных силовых линий, а во-вторых потому, что температура электронов в начале слоя мала, так что величина $\langle \sigma_i v_e \rangle$ также мала, и основную роль в рассматриваемой области, возможно, будет играть ионизация быстрыми ионами. Поэтому, строго говоря, решение системы (1.1) нужно шить в области малых электрических полей с величинами, определяемыми из решения соответствующей дополнительной задачи. Иными словами, решение последней задачи позволило бы определить для рассматриваемой модели граничные условия в области малых электрических полей с учетом реальных физических условий в этой области. Однако эта процедура весьма сложная и здесь рассматриваться не будет. Для наших целей достаточно ограничиться приближенным описанием прианодного слоя конечной толщины в рамках системы (1.1) с естественными граничными условиями «типа слоя» (1.2).

Введем следующие безразмерные величины (штрихи в дальнейшем будут опущены)

$$(1.4)$$

$$s = x / l^*, \quad \eta = \varphi / \varphi^*, \quad n_e' = n_e / n^*, \quad n_i' = n_i / n^*, \quad j_e' = j_e / q_0, \quad q' = q / q_0$$

где

$$l^* = \left(\frac{e\varphi^* \langle \sigma_0 v_e \rangle}{m\omega_e^2 \langle \sigma_i v_e \rangle} \right)^{1/2}, \quad n^* = \frac{v_0}{\langle \sigma_i v_e \rangle l^*}, \quad q_0 = n_0 v_0 \quad (1.5)$$

Здесь n_0 — начальная концентрация нейтралов, φ^* — характерное значение потенциала.

Тогда можно записать исходную систему уравнений (1.1) в виде

$$\begin{aligned} \frac{dq}{ds} &= qn_e, & \frac{dj_e}{ds} &= qn_e, & j_e &= qn_e \frac{d\eta}{ds} \\ \kappa \frac{d^2\eta}{ds^2} &= n_e - n_i, & n_i &= \frac{\alpha}{\sqrt{\delta - \eta}} + \beta \int_s^{s_0} \frac{q' n_e' ds'}{\sqrt{\eta' - \eta + \varepsilon}} \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{j_{i0}}{v_0 \omega_e} \left(\frac{M}{2m} \langle \sigma_i \bar{v}_e \rangle \langle \sigma_0 \bar{v}_e \rangle \right)^{1/2}, & \beta &= \frac{n_0}{\omega_e} \left(\frac{M}{2m} \langle \sigma_i \bar{v}_e \rangle \langle \sigma_0 \bar{v}_e \rangle \right)^{1/2} \\ \kappa &= \frac{m \omega_e}{4 \pi e^2} \left(\frac{e \varphi^*}{m v_0^2} \right)^{1/2} \frac{\langle \sigma_i \bar{v}_e \rangle^{3/2}}{\langle \sigma_0 \bar{v}_e \rangle^{1/2}}, & \delta &= \frac{\varphi_0 + M v_{i0}^2 / 2e}{\varphi^*}, & \varepsilon &= \frac{M v_0^2}{2e \varphi^*} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Граничные условия (1.2) принимают вид

$$\eta(0) = \eta'(0) = 0, \quad j_e(0) = 0, \quad q(0) = 1 \quad \text{или} \quad q(s_0) = 1 \quad (1.8)$$

Толщина слоя s_0 определяется из условия

$$\eta(s_0) = \varphi_0 / \varphi^* \quad (1.9)$$

Как видно из (1.6), параметры δ и ε , обусловленные существованием начальной скорости ионного пучка и отличной от нуля тепловой скорости нейтральных атомов, имеют второстепенное значение, поскольку порядком величины членов, в которые входят указанные параметры, определяется величиной параметров α и β . Характер решения, таким образом, в основном определяется тремя безразмерными критериями α , β и κ . В частности, в зависимости от соотношения между их величинами могут реализовываться физически различные состояния разряда. Легко видеть, что $\alpha \sim j_{i0} / H$, $\beta \sim n_0 / H$ и $\kappa \sim H \sqrt{\varphi}$, т. е. от расхода (или давления) нейтрального газа зависит только параметр β , от ускоряющего напряжения — критерий κ , а параметр α ассоциируется с величиной внешнего ионного пучка.

2. Рассмотрим прежде всего «вакуумный» режим разряда. В этом случае внешний ионный пучок отсутствует ($\alpha = 0$), а концентрацией ионов, образующихся в разрядном промежутке, можно пренебречь по сравнению с концентрацией электронов ($\beta \ll 1$). Вакуумный режим разряда реализуется при достаточно низком давлении ($p \lesssim 10^{-3}$ мм рт. ст. для условий экспериментов [4-6]).

Удобно в качестве масштаба измерения потенциала взять $\varphi^* = \varphi_0$ и в качестве граничного условия выбрать $q(0) = 1$. Тогда решение системы (1.6) с условиями (1.8) легко находится в параметрическом виде

$$s = \kappa^{-1} \Phi(z), \quad \eta = \kappa^{-2} \Psi(z), \quad n_e = \kappa \frac{e^z - 1}{ze^z}, \quad q = e^z \quad (j_e = q - 1) \quad (2.1)$$

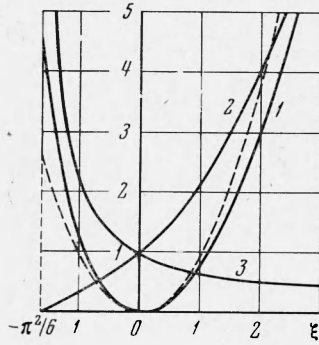
Здесь

$$\Phi(z) = \int_0^z \frac{te^t dt}{e^t - 1}, \quad \Psi(z) = \int_0^z \frac{t^2 e^t dt}{e^t - 1} \quad (2.2)$$

Параметр z в решении (2.1) может принимать как положительные (в случае потока нейтралов с анода), так и отрицательные (для потока нейтралов в сторону анода) значения. Соответствующие области изменения z ограничиваются условиями $0 \leq z \leq z_1$ и $z_2 \leq z \leq 0$, где z_1 и z_2 — корни уравнения $\Psi(z_{1,2}) = \kappa^2$. Толщина слоя находится из соотношения $s_0 = \kappa^{-1} |\Phi(z_{1,2})|$. Для сравнения укажем, что решение, полученное в предположении однородного распределения плотности нейтралов в слое [7], имеет вид

$$\eta = 1/2 s^2, \quad n_e = \kappa, \quad j_e = \kappa s \quad (s_0 = \sqrt{2}) \quad (2.3)$$

Решение (2.1) представлено на фиг. 2 в виде зависимостей $2\kappa^2\eta$, q и n_e/κ от $\xi = \kappa s$ (кривые 1, 2 и 3 соответственно). Там же пунктиром нанесена парабола ξ^2 , представляющая собой решение (2.3). Концентрация электронов в отличие от (2.3) оказывается неоднородной по слою. В связи с этим изменяется и его толщина, причем в случае потока нейтралов с анода слой становится толще, а в случае противоположного направления потока нейтралов — тоньше. При $\kappa \ll 1$ различие решений (2.1) и (2.3), естественно, невелико. Вероятность ионизации нейтрала в слое и, следовательно, неравномерность распределения нейтрального газа и различие в решениях становятся существенными при $\kappa \sim 1$. Это соответствует весьма большим значениям приложенных напряжений и магнитных полей. Например, при $\langle \sigma_i v_e \rangle \approx 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$, $\langle \sigma_0 v_e \rangle / \langle \sigma_i v_e \rangle \approx 3$, $v_0 \approx 3 \cdot 10^4 \text{ см/сек}$ находим $H^2 \Phi_0 \approx 10^{12} \text{ э}^2 \cdot \text{в}$.



Фиг. 2

тральное решение $n_e \approx n_i$. С помощью (1.7) условие квазинейтральности слоя можно записать в виде

$$\frac{\kappa}{\alpha} \equiv \frac{j^*}{I_{i0}} \ll 1 \quad \left(j^* = \frac{m \omega_e^2}{4\pi e^2} \left(\frac{2e\Phi^*}{M} \right)^{1/2} \frac{\langle \sigma_i v_e \rangle}{\langle \sigma_0 v_e \rangle} \right) \quad (3.1)$$

Характерный ток $e j^*$ зависит только от свойств рабочего вещества и величин магнитного поля и напряжения. Для $\Phi^* \approx 10^3 \text{ в}$, $H \approx 10^3 \text{ э}$, $(M/m)^{1/2} \approx 600$, $\langle \sigma_i v_e \rangle / \langle \sigma_0 v_e \rangle \approx 0.3$ получаем $e j^* \approx 15 \text{ ма/см}^2$. Таким образом, для ионных пучков достаточной плотности соотношение (3.1) может выполняться. При решении задачи удобно выбрать $\Phi^* = \Phi_0 + M v_{i0}^2 / 2e$ и граничное условие $q(0) = 1$. Тогда $\delta = 1$, а толщина слоя определяется из соотношения

$$\eta(s_0) = \frac{1}{1 + \mu} \quad \left(\mu = \frac{M v_{i0}^2}{2e\Phi_0} < 1 \right) \quad (3.2)$$

Для плотности числа заряженных частиц имеем

$$n_e \approx n_i = \alpha / \sqrt{1 - \eta} \quad (3.3)$$

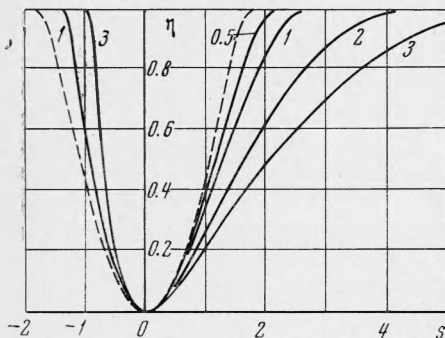
Исключая из (1.6) n_e , q и j_e , получаем уравнение

$$\frac{d^2}{ds^2} \sqrt{1 - \eta} + \frac{\alpha}{\sqrt{1 - \eta}} \frac{d}{ds} \sqrt{1 - \eta} + \frac{1}{2 \sqrt{1 - \eta}} = 0 \quad (3.4)$$

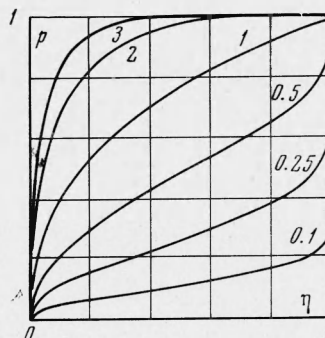
Решение поставленной задачи можно записать в параметрическом виде

$$\sqrt{1-\eta} = [(1-t)e^t]^{1/2\alpha^2}, \quad s = \frac{1}{\alpha} \int_0^t \frac{[(1-u)e^u]^{1/2\alpha^2} du}{1-u}, \quad q = \frac{1}{1-t} \quad (3.5)$$

Параметр t в решении (3.5) в общем случае изменяется в пределах $-\infty < t \leq 1$. (Область $t > 0$ соответствует случаю потока нейтралов с анода, при $t < 0$ поток нейтралов имеет противоположное направление.)



Фиг. 3



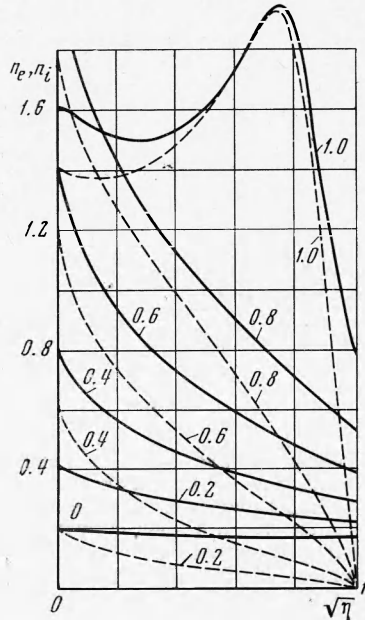
Фиг. 4

Если не учитывать поступления и выгорания нейтралов в слое, то задача сводится к уравнению [8], получающемуся из (3.4), если положить $\alpha = 0$. Иными словами, влияние неравномерности распределения нейтральных атомов в слое можно выявить, сравнивая (3.5) с этим формальным решением. Оказывается, как и в предыдущем случае, что с увеличением α толщина слоя существенно увеличивается, если нейтралы поступают с анода, и уменьшается, если нейтралы идут на анод. На фиг. 3 и 4 для различных значений α (цифры на кривых) представлены распределения потенциала $\eta(s)$ и вероятности ионизации нейтрала на отрезке от 0 до s для случая поступления нейтралов с анода: $p(\eta) = 1 - 1/q(\eta)$. (Если поток нейтралов имеет противоположное направление, то формула для вероятности ионизации видоизменяется: $p = 1 - q$.) При $\mu = 0$ вероятность ионизации нейтрала равна единице. Однако μ , по-видимому, всегда заметная величина главным образом из-за существования вблизи анода области срыва. Поэтому области крутого роста $p(\eta)$ вблизи $\eta = 1$ условием (3.2) исключаются из рассмотрения. Вероятность ионизации нейтрала в слое, таким образом, будет близка к единице при $\alpha \geq 1$. С помощью (3.5) можно оценить порядок величины отброшенного члена в уравнении Пуассона и убедиться, что условие квазинейтральности (3.1) не нарушается нигде для рассмотренного решения.

4. Исследуем, наконец, случай самостоятельного разряда в отсутствие внешнего ионного пучка ($\alpha = 0$), когда все ионы образуются в слое и необходимо учитывать их объемный заряд. При этом представляет интерес проследить эволюцию решений при росте давления (или расхода) нейтрального газа. Ограничимся случаем, когда поток нейтралов поступает через анод. Поэтому будем использовать условие $q(s_0) = 1$ и выберем $\phi^* = \phi_0$.

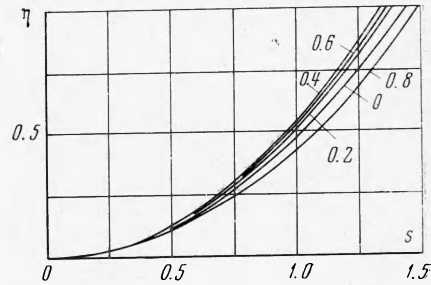
Найти точное аналитическое решение системы (1.6) при сделанных предположениях не удастся. Имея при $\beta = 0$ решение (2.1), не представляет труда написать приближенное решение (1.6) в виде разложения по β . Однако оно громоздко и при обозримом количестве членов дает достаточную точность лишь при $\beta \ll 1$. Поэтому задача решалась численно методом последовательных приближений шагами по β . Параметр ϵ , учитывающий начальную скорость ионов, равную тепловой скорости нейтралов, вообще говоря, очень мал. Однако, по-видимому, при расчетах целесообразно брать несколько большую величину. Тот факт, что в действительности ионы, образовавшиеся в области с малым электрическим полем ($d\eta/ds \rightarrow 0$), свободно уходят из слоя, в какой-то мере учитывается завышенной величиной ϵ . Приводимые ниже результаты расчетов получены при $\epsilon = 10^{-2}$.

Результаты вычислений представлены на фиг. 5—7. На фиг. 5 для $\kappa = 0.2$ и разных β (цифры на кривых) приведены зависимости $n_e(\sqrt{\eta})$ (сплошные линии) и $n_i(\sqrt{\eta})$ (пунктирные линии). Концентрации электронов и ионов растут с ростом β и становятся сильно неоднородными, уменьшаясь в направлении к аноду. (В рассматриваемой модельной задаче вследствие сделанных упрощений плотности ионов и электронов в начале слоя не совпадают.) На фиг. 6 показано распределение потенциала η (s) для $\kappa = 0.2$ (цифры на кривых указывают значения β). Из графиков следует,



Фиг. 5

что с ростом β от нуля слой сначала делается тоньше, а затем, начиная с некоторого $\beta = \beta_*(\kappa)$, расширяется. Тот факт, что толщина слоя уменьшается при малых β , связан с характером пространственного распределения ионов. Поскольку $n_i \rightarrow 0$ при $s \rightarrow s_0$, а электронный ток на анод при не-



Фиг. 6

больших β растет быстрее, чем линейная функция от β , напряженность электрического поля у анода увеличивается, а толщина слоя уменьшается. Однако этому эффекту противостоит влияние неоднородности концентрации нейтралов, обусловленной их выгоранием при дальнейшем увеличении β . Подвижность электронов растет в направлении к аноду, приводя к уменьшению напряженности электрического поля у анода и увеличению толщины слоя. На фиг. 7 приведены два семейства кривых $q(\sqrt{\eta})$ для $\kappa = 0.05$ (пунктирные линии) и $\kappa = 0.2$ (сплошные линии). При фиксированном κ с ростом β (а также с увеличением κ) выгорание нейтралов и, следовательно, неравномерность их распределения увеличиваются. Например, при $\kappa = 0.2$ и $\beta = 0.8$ вероятность ионизации нейтрала достигает величины 0.8. Для меньших значений κ ($\kappa \lesssim 0.1$) решение удалось получить лишь до $\beta = 0.4 \div 0.5$, когда вероятность ионизации в слое еще относительно невелика. Из физических соображений, однако, ясно, что при дальнейшем увеличении β до значений порядка единицы ионизация начинает быстро возрастать.

Представляет интерес сравнить, насколько это возможно, полученные точные результаты с простой приближенной формулой А. В. Жаринова для вероятности ионизации нейтрального атома в слое. Вероятность ионизации в слое можно записать в виде

$$P = 1 - \exp \left\{ - \frac{\langle \sigma_i v_e \rangle}{v_0} \int_0^{x_0} n_e dx \right\} \quad (4.1)$$

Интеграл в показателе экспоненты приближенно выразим через среднюю дрейфовую скорость v_{\rightarrow} и полный дрейфовый поток электронов J_H , приходящийся на единицу длины вдоль оси z

$$\int_0^{x_0} n_e dx = \frac{1}{v_{\rightarrow}} \int_0^{x_0} n_e c \frac{E}{H} dx = \frac{J_H}{v_{\rightarrow}} \quad (4.2)$$

Используя соотношение [8]

$$J_H \approx j_i \rho_i \left(1 - P q_s, \rho_i - \lambda \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{M}} \left| \frac{eH}{mc} \right| \right) \quad (4.3)$$

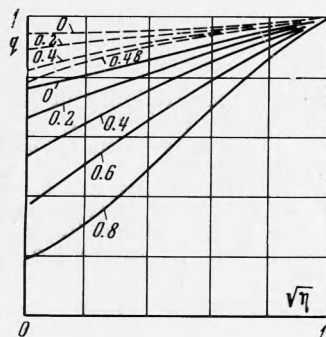
и аппроксимации

$$v_{\rightarrow} \approx \frac{c\Phi_0}{Hx_0}, \quad x_0 \approx \sqrt{2}l^*, \quad E_0 \approx 2 \frac{\Phi_0}{x_0}$$

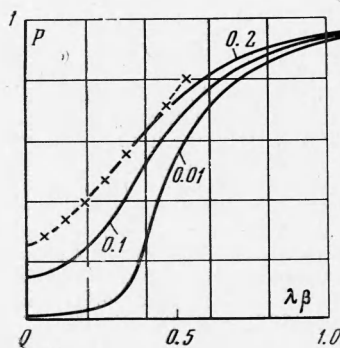
нетрудно получить искомую формулу в виде

$$P \approx 1 - \exp[-\sqrt{2}(2\lambda\beta P + \kappa)] \quad (4.4)$$

Здесь использовались обозначения: j_i — плотность потока ионов, образовавшихся в слое, ρ_i — их средний ларморовский радиус, E_0 — напряженность электрического поля на аноде, λ — отношение средней скорости ионов к максимальной. На основании



Фиг. 7



Фиг. 8

(4.4) можно утверждать, что вероятность ионизации нейтрала в слое при $\beta \geq 1$ будет значительна для всех значений κ . На фиг. 8 представлена полученная из (4.4) зависимость $P(\lambda\beta)$ для различных значений κ (числа на кривых) и для $\kappa = 0.2$ проведено сравнение с величиной P , вычисленной точно (крестики и пунктирная линия). Видно, что при $\lambda \approx 0.66$ получается хорошее совпадение до $\beta \approx 0.6$. Начавшееся при $\beta \geq 0.7$ расхождение может быть объяснено тем, что величина λ увеличивается с ростом P , стремясь к единице при $P \rightarrow 1$. Таким образом, если из каких-либо соображений можно определить значение λ , пригодное для некоторого интервала величин параметра β , то формула (4.4) позволяет быстро определить вероятность ионизации.

Отметим в заключение следующее обстоятельство. Выше уже обращалось внимание на рост толщины слоя при увеличении κ и β , если поток нейтралов поступает с анода. На основании простых физических соображений нетрудно объяснить это явление и получить предельное значение толщины слоя при $\beta \gg 1$ ($\alpha \gg 1$). Запишем полный дрейфовый поток электронов J_H в виде

$$J_H = \int_0^{x_0} j_e(\omega\tau)_e dx = \int_0^{x_0} q(x) p(x) (\omega\tau)_e dx \quad \left(\tau_e = \frac{1}{\langle \sigma_0 v_e \rangle n_n} \right) \quad (4.5)$$

Тогда, используя соотношение (4.3), опуская в нем дрейфовый ток, удерживаемый поверхностным зарядом анода, и учитывая, что при $\beta \gg 1$

$$p \rightarrow 1, \quad \lambda \rightarrow 1, \quad \int_0^{x_0} p(x) dx \rightarrow x_0$$

получаем

$$s_0 \rightarrow 2\beta \quad (4.6)$$

В более общем случае, когда присутствует и внешний ионный пучок, вместо (4.6) имеем

$$s_0 \rightarrow 2(\alpha + \beta) \quad (4.7)$$

Толщина слоя без учета поступления и выгорания нейтралов по порядку величины равна ларморовскому радиусу электронов [7,8], что ставит под сомнение применимость диффузионного приближения, использованного в этих работах. Обнаруженный эффект роста толщины слоя с увеличением подачи нейтралов со стороны анода оправдывает применение диффузионного приближения при достаточно большом расходе и полученные в этом приближении результаты.

Авторы благодарны А. В. Жаринову за обсуждения.

Поступила 26 II 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. P i n s l e y E. A., B r o w n C. O., B a n a s C. M. Hall-current accelerator utilizing surface contact ionisation. J. Spac. and Rockets, 1964, vol. 1, No. 5.
2. B r o w n C. O., P i n s l e y E. A. Further experimental investigations of a cesium Hall-current accelerator. AIAA Journal, 1965, vol. 3 No. 5.
3. J a n e s G. S., D o t s o n J. Experimental studies of oscillations and accompanying anomalous electron diffusion occurring in d. c. low-density Hall type crossed field plasma accelerators. Proc. 5-th Sympos. eng. aspects magnetohydrodynamics, Massachusetts Inst. Technology, Cambridge, Mass., 1964. (Рус. перев.: Сб. «Прикладная магнитная гидродинамика», М., «Мир», 1965).
4. K n a u e r W. Mechanism of the Penning discharge at low pressures. J. Appl. Phys., 1962, vol. 33, No. 6.
5. D o w D. G. Electron-beam probing of a Penning discharge. J. Appl. Phys., 1963, vol. 34, No. 8.
6. К е р в а л и ш в и л и Н. А., Ж а р и н о в А. В. Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле. Ж. техн. физ., 1965, т. 35, вып. 12.
7. П о п о в Ю. С. Разряд Пеннинга с холодным катодом при низком давлении. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 1.
8. Ж а р и н о в А. В., П о п о в Ю. С. Об ускорении плазмы замкнутым холловским током. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 2.