

01; 04; 11

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В КАТОДНОМ СЛОЕ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

II. ФИЗИКА ПРОЦЕССА

В. А. Битюрин, А. А. Куликовский, Г. А. Любимов

Рассмотрена задача о развитии слоя объемного заряда (дебаевского слоя) на катоде в газоразрядной плазме азота атмосферного давления. Предложена простая аналитическая модель, описывающая возникновение и движение волны ионизации в плазме дебаевского слоя.

1. В работе [1] описано численное решение задачи о развитии прикатодного дебаевского слоя в газоразрядной плазме азота атмосферного давления. В дебаевском слое обнаружен эффект распространения нелинейных волн ионизации и отвечающих им волн концентрации ионов n_+ . Опираясь на полученные численные результаты, попытаемся построить качественную картину распространения волн n_+ в дебаевском слое. Для этого рассмотрим задачу в следующих упрощающих предположениях: 1) будем рассматривать незамитирующий катод, 2) подвижность ионов будем считать равной нулю, 3) пренебрежем рекомбинацией и 4) зависимость частоты ионизирующих столкновений от поля (параметра E/N , $N = \text{const}$) аппроксимируем ступенчатой функцией

$$\alpha = \begin{cases} 0, & E < E_*, \\ \alpha_*, & E \geq E_* \end{cases}$$

(полагая концентрацию нейтральных молекул $N = \text{const}$, вместо параметра E/N будем оперировать просто величиной поля).

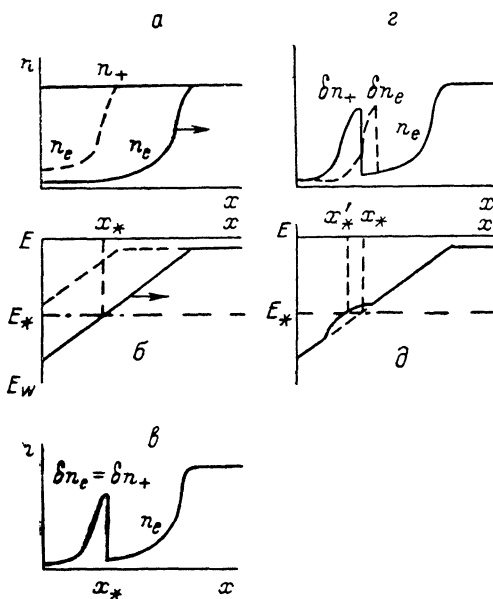
Предположения 2 и 3 на временах порядка времени дрейфа электронов или ионизации выполняются с хорошей точностью. Предположение 4 естественно вытекает из рассмотрения реальной зависимости $\alpha(E/N)$ [1].

Рассмотрим теперь однородную полубесконечную плазму, ограниченную при $x=0$ поглощающей ионы стенкой-катодом, и включим в момент $t=0$ в такой плазме ток I_0 . Будем считать, что мы располагаем источником мощности, так что $I_0 = \text{const}$ в течение всего описываемого далее процесса.

Вправо со скоростью дрейфа начнет двигаться фронт концентрации электронов n_e , оставляя за собой некоторый, как будет показано ниже, близкий к больцмановскому, профиль $n_e(x)$ (рис. 1, а). Профиль $n_e(x)$ за фронтом спадает достаточно круто, так что поле определяется зарядом неподвижных ионов и, следовательно, в силу уравнения Пуассона спадает линейно от значения $E_w(t)$ на поверхности катода до E_0 в точке, где находится в данный момент фронт n_e (рис. 1, б).

В отсутствие механизма столкновительной ионизации такое движение продолжается неограниченно долго, причем E_w неограниченно растет. Учтем теперь возможность ионизации. Рассмотрим момент t_0 , когда $|E_w| > |E_*|$ (рис. 1, в). Весьма важен тот факт, что профиль n_e в области пространственного заряда является монотонно возрастающим, поэтому профиль скорости генерации $S = \alpha n_e$ имеет максимум в точке x_* , где график поля $E(x)$ пересекает

прямую E_* . Функция $S(x)$ обладает некоторым характерным размером δ . Если характерное время ионизации $\tau_i \approx \alpha^{-1}$ много меньше времени дрейфа на длине δ , то в окрестности точки x_* сформируется квазинейтральный пик концентрации «новорожденных» заряженных частиц (рис. 1, а). По истечении времени $\tau_d \approx \delta/\mu_e E_*$ пики электронов и ионов окажутся сдвинутыми относительно друг друга (рис. 1, б) и поле деформируется (рис. 1, в). Заметим, что точка пересечения графика $E(x)$ с прямой E_* сдвинулась влево, в сторону катода, тогда и максимум скорости генерации, который следит за положением этой точки, тоже сдвигается влево. Процесс повторяется с той, однако, разницей, что абсолютная интенсивность источника S стала меньше, поскольку плотность затраженных электронов здесь ниже. Вследствие этого пик s , который совершает



фазовое движение в сторону катода, в отсутствие диффузии затухает. Диффузия же электронов пика в область высокого поля приводит к тому, что концентрация электронов в новой точке x'_* определяется уже не бальмановским профилем n_e , а количеством «новорожденных» электронов, продиффундировавших в эту точку. Если плотность таких затраженных электронов окажется выше

Рис. 1. Формирование волны ионизации в прикатодном дебаевском слое.

а — вправо со скоростью дрейфа движется фронт n_e ; б — так же движется профиль поля (E_* — критическое поле, при котором α меняется скачком); в — в точке x_* , где $E(x)$ пересекает E_* , образуется максимум скорости генерации заряженных частиц и возникает квазинейтральный пик n_e и n_+ ; г — дрейфовое движение сдвигает пик «новорожденных» электронов; д — профиль поля деформируется так, что точка x_* смещается в положение x'_* , ближе к катоду.

той, которая была в точке x'_* , то пик s в своем движении будет не затухать, а нарастать.

2. Изложенные соображения позволяют построить простую количественную модель эффекта. Вернемся к рис. 1, а и определим профиль $n_e(x)$ в области пространственного заряда. Полагая, что в этой области ток переносится только ионами, для n_e запишем уравнение

$$-j_e = D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} + \mu_e E n_e = 0$$

с граничным условием $n_e|_{x=l_D} = n_0$; l_D — толщина дебаевского слоя, j_e — концентрационный ток электронов; D_e , μ_e — их коэффициент диффузии и подвижность; E — электрическое поле.

Уравнение Пуассона в области пространственного заряда, где $n_e \ll n_+$, запишем в виде

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon_0} n_0; \quad E|_{x=l_D} = E_0; \quad (2)$$

где n_0 — концентрация ионов, совпадающая по предположению с концентрацией частиц невозмущенной плазмы; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная.

Уравнения (1), (2) определяют гауссов профиль концентрации электронов в дебаевском слое

$$n_e^G(x) = n_0 \exp \left\{ - \left(\frac{x-l_D}{\lambda_{D0}} \right)^2 \right\}, \quad x \leq l_D, \quad (3)$$

где $\lambda_{D0} = \sqrt{\epsilon_0 T_e / e^2 n_0}$ — дебаевский радиус в невозмущенной плазме (для простоты предполагалось, что $T_e = \text{const}$).

В момент времени t_0 (рис. 1, ϵ) в окрестности точки x_* на временах $\tau_i \approx \alpha_*^{-1}$ развивается лавинная ионизация. Считая, что дрейфом и диффузией на временах порядка τ_i можно пренебречь, для n_e запишем уравнение

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \alpha_* n_e, \quad n_e|_{t=t_0} = n_e^G, \quad (4)$$

решение которого экспоненциально нарастает

$$n_e(t, x) = n_e^G \exp[\alpha_* (t - t_0)], \quad x \leq x_*. \quad (5)$$

Отметим, что полуширина профиля «новорожденных» частиц совпадает с λ_{D0} (множитель n_e^G).

Уравнение (4) верно, пока на лавинную ионизацию не оказывает влияние (через поле) дрейф электронов. По истечении времени $\tau_d \approx \lambda_{D0}/\mu_e E_*$ максимум δn_e начнет смещаться относительно δn_+ и, соответственно, будет уменьшаться $|E|$. На этой стадии процесса будем считать, что в окрестности точки x_* течет чисто электронный ток (родилось достаточно много электронов). Уравнение сохранения полного тока имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{I_e}{\epsilon_0} = \frac{I_0}{\epsilon_0}, \quad (6)$$

где $I_e = e\mu_e n_e E$ (без учета диффузии). Используя здесь соотношение (5), получим такое уравнение для поля

$$\frac{\partial E}{\partial t} + f(t)E = \frac{I_0}{\epsilon_0}, \quad E|_{t=t_0} = E_*, \quad (7)$$

где $f(t) = (e/\epsilon_0) \mu_e n_e^G \exp[\alpha_*(t-t_0)]$.

(7) легко интегрируется

$$E(t) = \left[\frac{I_0}{\epsilon_0} \int_{t_0}^t \exp[\xi(\tau)] d\tau + E_* \right] \exp[-\xi(t)], \quad (8)$$

где $\xi(t) = \int_{t_0}^t f dt = (e/\epsilon_0) \mu_e n_e^G \alpha_*^{-1} \{ \exp[\alpha_*(t-t_0)] - 1 \}$.

В момент времени t_1 , определяемый из условия $E(t_1) = E_*$, поле снова пересечет линию E_* , и ионизация прекратится. Зависимость поля от времени (8) показана на рис. 2. На участке $0 \leq t < t_0$ поле нарастает линейно в соответствии с уравнением $\partial E/\partial t = I_0/\epsilon_0$. На интервале $t_0 \leq t < t_1$ запускается ионизация, работает формула (8), и нарастание поля сменяется его резким спадом ($E \sim \exp[-\exp(t)]$), вызванным дрейфом электронов. В области $t \geq t_1$ ионизация прекратилась, и поле стремится к стационарному значению

$$E_\infty = I_0 \{ e\mu_e n_e^G \exp[\alpha_*(t_1 - t_0)] \}^{-1}, \quad (9)$$

которое определяется уравнением

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{I_{e1}}{\epsilon_0} = \frac{I_0}{\epsilon_0}, \quad E|_{t=t_1} = E_*, \quad (10)$$

где $I_{e1} = e\mu_e E n_e^G \exp[\alpha_*(t_1 - t_0)]$.

Дальнейшая судьба поля определяется дрейфом электронов в область квазинейтральной плазмы: поле медленно нарастает, вновь пересекает линию E_* , и процесс повторяется.

Формула (9) показывает, что чем больше интервал $\Delta t = t_1 - t_0$, тем больше родилось электронов и ионов и тем ниже стационарное значение поля (рис. 2),

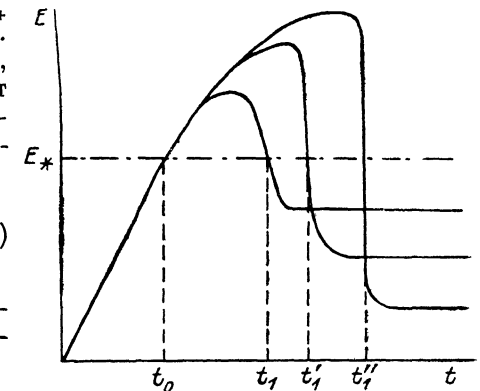


Рис. 2. Зависимость поля от времени в точке, находящейся на пути движения волны ионизации.

Ионизация действует в течение времени $\Delta t = t_1 - t_0$, причем чем больше интервал Δt , тем ниже стационарное значение поля.

причем характерное время выхода на стационарное значение $\sim \exp(-\alpha_* \Delta t)$. Из физических соображений ясно, что $\Delta t \simeq \lambda_{D_0} / \mu_* E_+$ — характерная деформация поля произойдет, когда пики δn_+ и δn_* окажутся раздвинутыми на расстояние порядка их полуширины.

В этих рассуждениях пока не учитывалась диффузия. В действительности в процессе распространения волны ионизации полуширина функции источника (или длина, которую следует подставлять в оценку для Δt) определяется диффузией уже рожденных электронов в область высокого поля. Диффузионную длину оценим как расстояние, на котором диффузионный ток сравнивается

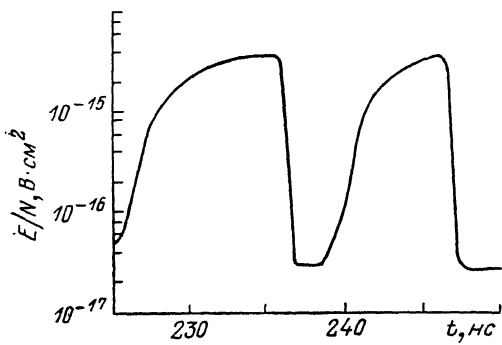


Рис. 3.

по величине с дрейфовым $D_e/l^2 \simeq \mu_* E/l$ или $l \simeq D_e / \mu_* E$. В эту оценку следует подставлять невозмущенные параметры, так как численное решение показывает, что за волной возникает квазинейтральная плазма с концентрацией, близкой к n_0 , и током порядка I_0 . Таким образом, интервал времени, на котором действует лавинная ионизация, определяется условием $\Delta t \simeq D_{e0} / \mu_*^2 E_0 E_*$, т. е. не зависит от времени. Это означает, что возмущения совершают равномерное движение в сторону катода.

На рис. 3 представлена зависимость $E(t)$ в точке $x=0.01$ см от катода, полученная из численного решения полной задачи [1]. Видно, что рис. 2 качественно согласуется с точной зависимостью.

Вначале предполагалось, что незатухающие возмущения возникают на конечном расстоянии от электрода. По предположению эмиссия электронов с катода отсутствует, так что вблизи катода ситуация так же, как и вдали от него, контролируется объемными процессами. Вблизи поверхности катода поле настолько велико, что все рождающиеся здесь электроны быстро выносятся дрейфовым движением. Запуск волны ионизации возможен, если критическое значение поля E_* отделилось от электрода на расстояние, превышающее длину x_S , на которой характерное время дрейфа сравнимо с временем ионизации $\mu_* E_* / x_S \simeq \alpha_*$, $x_S \simeq \mu_* E_* / \alpha_*$.

Литература

[1] Витюрин В. А., Куликовский А. А., Любимов Г. А. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 50–58.

Институт высоких температур
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
18 сентября 1987 г.

В окончательной редакции
11 января 1988 г.