

01; 04; 11

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В КАТОДНОМ СЛОЕ ПЛАЗМЫ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

1. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

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

Численно решена задача о развитии прикатодного слоя объемного заряда (дебаевского слоя) в газоразрядной плазме азота атмосферного давления. Для определения кинетических коэффициентов предварительно численно решалось уравнение Больцмана для изотропной части функции распределения электронов по энергиям в широком диапазоне параметра E/N .

Полученное решение свидетельствует о возможности генерации в дебаевском слое волн ионизации и отвечающих им волн концентрации ионов, распространяющихся от границы слоя и квазинейтральной плазмы в сторону катода. Этот эффект приводит к осцилляциям падения потенциала на дебаевском слое с амплитудой порядка его величины.

1. Катодный слой, возникающий в зоне контакта плазмы с поверхностью катода, в последние годы интенсивно исследуется. Характер протекания тока в такой системе определяет жизнеспособность ряда технических устройств, в которых рабочим телом служит слабоионизованная плазма с током. К таким устройствам относятся в первую очередь электроразрядные лазеры [1] и МГД генераторы [2]. В обоих случаях предпочтителен диффузный режим протекания тока, когда плотность тока постоянна вдоль поверхности катода. Стягивание разряда в пятно и образование сильноточной дуги приводят к перегреву и испарению материала электрода, что существенно ограничивает надежность и ресурс этих устройств.

Под катодным (дебаевским) слоем понимается область пространственного заряда, примыкающая к поверхности электрода. Формирование дебаевского слоя связано с малой эмиссионной способностью катода и большой разницей в подвижности ионов и электронов. Разделение зарядов, обязанное этим факторам, приводит к появлению сильного электрического поля в дебаевском слое, которое, как правило, максимально на поверхности катода.

Роль катодного слоя в процессе контракции окончательно не выяснена [3], однако есть ряд указаний на то, что именно здесь развивается электростатическая неустойчивость, приводящая в конечном счете к образованию дуги. В работе [4] сформулирован простой критерий пробоя катодного слоя, который базируется на представлении о пробое как о процессе лавинной ионизации. В этом случае пробой наступает при достижении полем на катоде некоторой критической величины, начиная с которой энергия, набираемая электроном на длине свободного пробега, оказывается сравнимой с потенциалом ионизации молекул. В рамках этих представлений наиболее критичной оказывается прикатодная плазма, поскольку самосогласованное электрическое поле на катоде примерно на порядок выше, чем на аноде.¹

В работе [5] изощренная обработка экспериментов по изучению переноса тока на катод, введенный в пламя горелки, позволила авторам качественно

¹ Этот факт также связан с разницей в подвижности электронов и ионов: подвижность электронов выше и они быстрее покидают катодный слой, чем ионы — анодный, так что нескомпенсированный заряд вблизи катода больше, а значит, и поле там выше.

подтвердить электростатический механизм пробоя. В качестве альтернативного механизма в работах [5, 6] рассматривается электротермическая неустойчивость, связанная с перегревными эффектами.

Малая толщина дебаевского слоя ($\approx 10^{-2}$ см при токе $\approx 10^{-1} - 1$ А/см²) в сочетании с малыми временами электронных процессов, определяющих его состояние (ионизации, дрейфа электронов, диффузии), делает дебаевский слой исключительно трудным для экспериментального исследования. В этих условиях особую важность приобретают аналитические и численные методы. Не претендуя дать сколько-нибудь полный обзор всех существующих расчетных работ, укажем лишь недавние. Подробную библиографию можно найти в [1, 2].

В работах [3, 7] дебаевский слой изучался численно в рамках одномерных стационарных моделей, включающих уравнения сохранения электронной и ионной концентрации и Пуассона для поля. В [3] получена N-образная ВАХ катодного слоя в которой падающему участку отвечает некоторое решение стационарной задачи. Ранее в [8] было показано, что условие $dV/dJ < 0$ (V — потенциал, J — плотность тока) означает неустойчивое (по отношению к электродинамике внешней плазмы) состояние разряда.

Эти результаты не вскрывают, однако, механизма перехода однородного состояния в контрагированное. Информация об этом механизме может быть получена только из нестационарных моделей.

В работе [9] сформулирована нестационарная одномерная модель катодного слоя в молекулярной плазме, основанная на полной системе уравнений гидродинамики электронной компоненты, уравнениях сохранения концентрации положительных и отрицательных ионов и Пуассона. В [10] в рамках этой модели решена задача о пространственно-временной эволюции параметров катодного слоя в плазме тлеющего разряда в CO₂. Особое внимание уделено физике процессов в переходной зоне, между областями катодного падения (где поле велико) и отрицательного свечения (где поле мало). Показано, что в переходной зоне механизм переноса тока меняется от чисто дрейфового в дебаевском слое к диффузионному в зоне малого поля. Подробно проанализированы вклады различных процессов в баланс импульса и энергии электронной компоненты. Расчеты [10] выполнены до момента времени 13 нс; установившееся решение не получено.

В работе [11] численно исследуется двумерная нестационарная модель, включающая уравнения неразрывности электронной и ионной компонент и Пуассона, причем диффузия частиц не учитывается. Результаты [11] показывают, что сжатие токового шнура происходит благодаря волне поля, распространяющейся из анодного дебаевского слоя к катоду. Неучет диффузии не позволяет считать результаты [11] окончательными, поскольку решения, полученные в [11], содержат области со значительными градиентами концентраций, где пренебрежение диффузией не оправдано.

Целью настоящей работы является исследование нестационарных явлений, сопровождающих формирование прикатодного дебаевского слоя в плазме молекулярного азота. Наибольшее внимание уделяется «опасным» режимам, о которых известно как о переходных от диффузионной формы разряда к контрагированной. В предыдущей работе [12] нами кратко описан эффект образования и распространения волн плотности ионов в плазме катодного слоя. В настоящей работе механизм образования и движения этих волн рассматривается подробно.

2. Рассмотрим граничащую с катодом в начальный момент времени однородную, изотермическую и квазинейтральную плазму азота с заданными параметрами: концентрацией заряженных частиц n_0 , температурой T и концентрацией нейтральных молекул N . Пусть при $t=0$ всюду в плазме возникает электрическое поле E_0 , которое порождает ток плотностью J_0 . Предполагая, что параметры плазмы с течением времени будут меняться только вдоль оси x , направленной вдоль нормали к поверхности катода ($x=0$ расположена на поверхности), запишем систему уравнений, определяющих процесс

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial j_e}{\partial x} = K_i N n_e - K_r n_e n_+ \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} + \frac{\partial j_+}{\partial x} = K_i N n_e - K_r n_e n_+, \quad (2)$$

$$j_e = -\xi_e \frac{\partial}{\partial x} (n_e T_e^{1/2}) - \xi_e E n_e T_e^{-1/2}, \quad (3)$$

$$j_+ = -\xi_+ \frac{\partial}{\partial x} (n_+ T_+^{1/2}) + \xi_+ E n_+ T_+^{-1/2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \beta (n_+ - n_e), \quad (5)$$

где n_e, n_+ — концентрации электронов и ионов; T_e, T_+ — их температуры (предполагается, что температура ионов совпадает с температурой нейтралов); j_e, j_+ — концентрационные токи частиц плазмы; $\xi_e = 2 \sqrt{2/m} \lambda / 3 \sqrt{\pi}$, $\xi_+ = 2 \sqrt{2/M} \lambda / 3 \sqrt{\pi}$; λ — длина свободного пробега заряженных частиц (полагаем $\lambda_e = \lambda_+ = \lambda$); m и M — массы электрона и иона N_2^+ ; E — электрическое поле; $\beta = 1.81 \cdot 10^{-6}$ ($n_{e,+}$ измеряются в см^{-3} , E — в В/см); K_i, K_r — коэффициенты ионизации и диссоциативной рекомбинации. Заметим, что $\xi_{e,+} T_{e,+}^{1/2} = D_{e,+}$, $\xi_{e,+} T_{e,+}^{-1/2} = \mu_{e,+}$, где $D_{e,+}$ и $\mu_{e,+}$ — соответствующие коэффициент диффузии и подвижность.

Уравнения (1), (2) записаны в предположении, что сечение упругих столкновений электронов (и ионов) с молекулами $\sigma_m = \text{const}$. Это предположение в азоте более реалистично, чем обычно используемое предположение постоянства частоты упругих столкновений. В последнем случае ток получается в виде

$$j_{e,+} = -\xi_{e,+} T_{e,+}^{-1/2} \frac{\partial}{\partial x} (n_{e,+} T_{e,+}) \mp \xi_{e,+} E n_{e,+} T_{e,+}^{-1/2},$$

т. е. с обычным градиентом давления $p_{e,+} = n_{e,+} T_{e,+}$ в диффузионном члене (знак минус относится к электронам, плюс — к ионам).

Граничные и начальные условия для системы (1)—(5) вытекают из следующих предположений. Рассматривается неэмитирующий, идеально поглощающий ионы катод, для которого обычно ставятся условия $n_e(0, t) = n_+(0, t) = 0$. На бесконечности, т. е. на расстоянии, много большем толщины дебаевского слоя, плазма предполагалась квазинейтральной $n_e(L, t) = n_+(L, t) = n_0$. Внешняя по отношению к рассматриваемой в задаче плазма (расположенная в области $x > L$) считалась идеальным источником тока; это позволяет записать граничное условие для уравнения Пуассона в виде $E(L, t) = E_0$, где E_0 определяется плотью стью тока $J_0 = e \mu_{e,0} n_0 E_0$, который поддерживается в системе. Начальное состояние предполагалось однородным и квазинейтральным с концентрацией заряженных частиц n_0 $n_e(x, 0) = n_+(x, 0) = n_0$. Отметим, что в точке $x=0$ начальное условие не согласовано с граничным. Это рассогласование исчезает уже через 1 шаг по времени и не приводит в дальнейшем счете к каким-либо неприятностям.

3. Система уравнений (1)—(5) не замкнута, поскольку неизвестны T_e, K_i и K_r . Эти функции в локальном приближении зависят только от параметра E/N и могут быть найдены по функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в заданном «приведенном» поле E/N . ФРЭЭ $f(\varepsilon)$, нормированная так, что $\int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} f d\varepsilon = 1$, определялась как решение соответствующего «локального» уравнения Больцмана [13]

$$-\frac{d}{d\varepsilon} \left(a \frac{df}{d\varepsilon} + bf \right) = I_c^{(in)}(f), \quad (6)$$

где ε — энергия электрона; $a = e^2 \left[(2m/M) \sigma_m T + e^2 E^2 / 3 N^2 e (\sigma_m + \sum_k \sigma_k) \right]$, $b = (2m/M) \sigma_m e^2$; $I_c^{(in)} = \sum_k [(\varepsilon + E_k) \sigma_k (\varepsilon + E_k) f(\varepsilon + E_k) - \varepsilon \sigma_k (\varepsilon) f(\varepsilon)]$ описывает потери энергии электронов в неупругих столкновениях, сопровождающихся

возбуждением вращательных колебательных и электронных уровней молекул; σ_k — сечение возбуждения k -го энергетического уровня; E_k — энергия уровня. В выражение для $I_e^{(i)}$ включены слагаемые, описывающие ионизацию, так что здесь этот процесс приближенно представлен как потеря электроном энергии, равной потенциалу ионизации без образования вторичного электрона. Возбуждение вращательных уровней из-за малости вращательного кванта фактически учитывалось в диффузионном приближении. Более подробная информация об элементарных процессах и их сечениях, использованных в расчете, имеется в [14]. Уравнение (6) с граничными условиями $f(\varepsilon=0) < \infty$, $f(\varepsilon \rightarrow \infty) = 0$ решалось в диапазоне $E/N = (1 \div 1000) \cdot 10^{-16}$ В·см² методом установления. Контроль сходимости осуществлялся по средней энергии $\bar{\varepsilon} = \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f d\varepsilon$: расчет оканчивался, когда отличие $\bar{\varepsilon}$ от предыдущего значения не превосходило $10^{-5} \bar{\varepsilon}$. Величины T_e , K_i и K_r определялись по $f(\varepsilon)$ следующим образом:

$$T_e = \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f d\varepsilon, \quad (7)$$

$$K_i = \int_0^{\infty} d\varepsilon \int_{\varepsilon+E_I}^{\infty} d\varepsilon' \sigma_i(\varepsilon', \varepsilon) f(\varepsilon') \sqrt{\frac{2\varepsilon'}{m}}, \quad (8)$$

$$K_r = \int_0^{\infty} \sigma_r(\varepsilon) f(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} d\varepsilon, \quad (9)$$

где E_I — потенциал ионизации азота ($E_I = 15.54$ эв); $\sigma_i(\varepsilon', \varepsilon)$ — дифференциальное сечение ионизации молекул азота электронами, обладающими энергией ε' , сопровождающейся образованием вторичного электрона с энергией ε ; σ_r — сечение диссоциативной рекомбинации иона N_2^+ [15]. Значения $\sigma_i(\varepsilon', \varepsilon)$ вычислялись по аппроксимирующей эксперимент формуле [16], действие которой распространено на энергии вплоть до потенциала ионизации.

На рис. 1 представлена рассчитанная зависимость K_i от параметра E/N . Видно, что K_i в сильных полях занижен. Возможная причина этого расхождения состоит в пренебрежении ударами второго рода в нашем расчете. Значения K_i в области $E/N < 100 \cdot 10^{-16}$ В·см² хорошо согласуются с расчетами [17]. Отметим факт насыщения коэффициента ионизации в области $E/N \geq 30 \times 10^{-16}$ В·см²: здесь средняя энергия электронов становится сравнимой с потенциалом ионизации N_2 , так что практически каждый электрон способен ионизовать молекулу.

4. Задача (4)–(5) с коэффициентами, определяемыми из (6)–(9) решалась в области $0 \leq x \leq 1$ см. N и T постоянны всюду в счетной области и равны $0.73 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и 1000 К соответственно, $n_0 = 10^{13}$ см⁻³, $J_0 = 0.5$ А/см². На рис. 2 представлена зависимость потенциала на дебаевском слое от времени, вычис-

ленная как $V_D(t) = \int_0^{l_D} E(x, t) dx$, где l_D — толщина дебаевского слоя, определявшаяся как точка, где n_e отличается от n_0 не более чем на 1 %. Рассмотрим характер и механизм осцилляций V_D .

В момент $t \simeq 173$ нс возникает распределение параметров (рис. 3). В этом состоянии в плазме дебаевского слоя запускается процесс образования и распространения волн ионизации.

На рис. 4 показаны профили волны n_+ в разные моменты времени. Штриховыми кривыми нанесены профили скорости генерации заряженных частиц $S(x) = K_i N n_e$ в соответствующие моменты времени. Видно, что вблизи границы дебаевского слоя и квазинейтральной области формируется максимум S , который с течением времени смещается к катоду. Волна S порождает волну n_+ , также распространяющуюся к катоду.

На рис. 5 представлены профили $n_e(x)$ для тех же, что и на рис. 4, моментов времени. Видно, что движущаяся влево волна ионизации приводит к резкому росту n_e в дебаевском слое. На рис. 6 приведены зависимости E/N от расстояния в соответствующие моменты времени (напомним, что $N = \text{const}$). Точками затем-

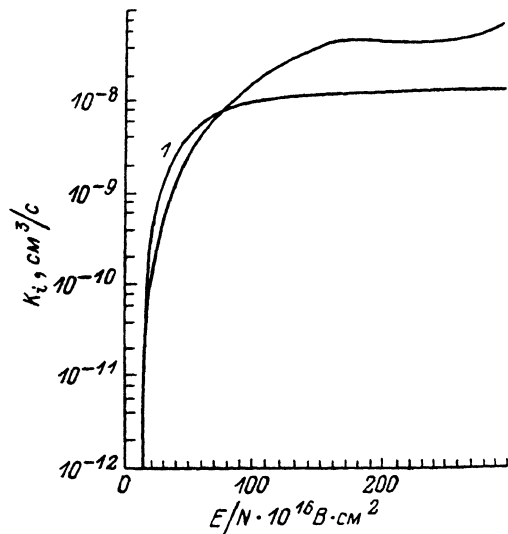


Рис. 1. Зависимость коэффициента ионизации от параметра E/N .
1 — наше решение, 2 — данные [17].

нена область, отвечающая насыщенному коэффициенту ионизации (рис. 1). Сравнение рис. 6 и 4 показывает, что максимум скорости ионизации «следит» за точкой насыщения K_i (т. е. за точкой, где график E/N выходит из затемненной области). Этот факт позволяет интерпретировать рождение и движение волны S следующим образом.

Развитие дебаевского слоя (рост его толщины) приводит к тому, что вблизи катода в некоторый момент времени возникает область высоких полей и, следовательно, насыщенного коэффициента ионизации. Перемножение экспоненциально нарастающего (от электрода к квазинейтральной области) профиля концентрации электронов с функцией $K_i(E/N)$ (рис. 1) определяет профиль скорости генерации заряженных частиц с максимумом, расположенным в точке

насыщения K_i . Абсолютная величина этого максимума оказывается такой, что время ионизации становится много меньше времен дрейфа и диффузии. В окрестности точки насыщения развивается лавинная ионизация и формируется квазинейтральный пик заряженных частиц. Этот процесс продолжается до тех пор, пока дрейф «новорожденных» электронов не деформирует распределение поля

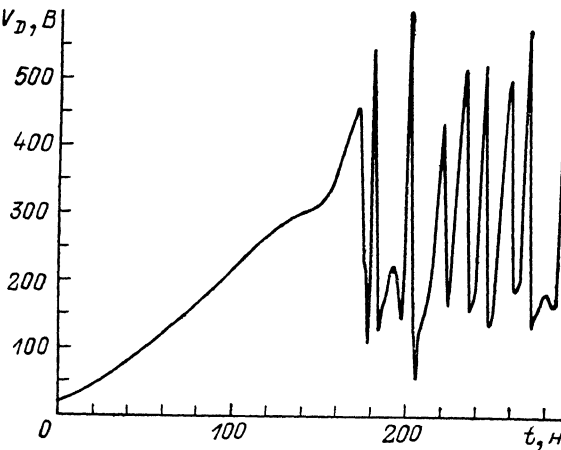


Рис. 2.

таким образом, что точка насыщения K_i окажется сдвинутой влево, в сторону катода. Теперь максимум скорости генерации перемещается в эту точку, и процесс повторяется. Отметим, что роль «затравочных» играют электроны, диффундирующие в область высокого поля с только что сформированного лавинной максимума. По существу можно говорить о диффузионном распространении электронной лавины в область сильного поля (против направления дрейфа).

Описанный механизм показан также на рис. 7, где представлены профили скорости генерации S для трех моментов времени вместе с профилями диффу-

зионной части электронного тока J_e^D . Видно, что максимум S совпадает в каждый момент с максимумом J_e^D , что подтверждает диффузионный характер движения волн S .

Движение волн \bar{S} и n_+ к катоду снижает поле всюду за волной, так что теперь условие образования максимума генерации не выполняется нигде. Процесс прекращается, и поле начинает медленно восстанавливаться, после чего волна вновь запускается вблизи границы дебаевского слоя.

Движение волн приводит к осцилляциям падения потенциала V_D на дебаевском слое (рис. 2). Частота колебаний порядка 10^8 с^{-1} , амплитуда около 500 В. Движению волны от границы слоя к катоду отвечает участок резкого падения потенциала.

5. Рассмотрим подробнее характер приближений, сделанных при постановке задачи. Наиболее сильным является предположение о локальном характере зависимости кинетических коэффициентов плазмы (в первую очередь K_i) от параметра E/N . Это предположение отражено в самом виде уравнения (6), которое имеет смысл, когда анизотропия (несферичность) рас-

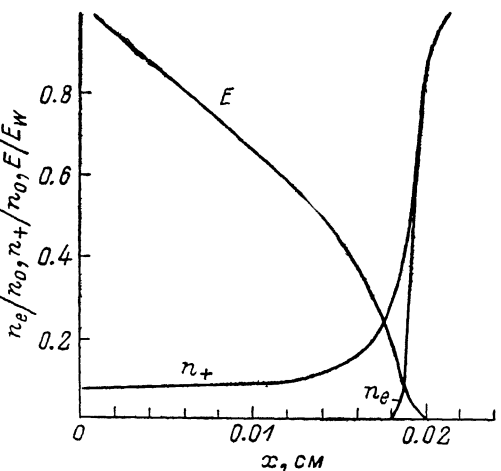


Рис. 3. Профили концентрации ионов, электронов и параметра E/N перед запуском волны ионизации.

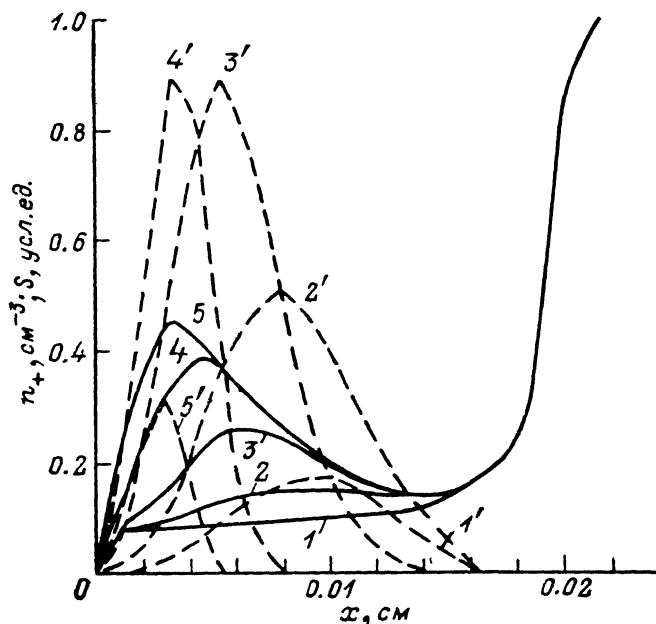


Рис. 4. Движение волны скорости генерации заряженных частиц (штриховые кривые) и концентрации ионов (сплошные).

t , нс: 1, 1' — 235.59; 2, 2' — 235.79; 3, 3' — 236.00; 4, 4' — 236.24; 5, 5' — 236.50.

пределения электронов в пространстве скоростей мала. В сильных полях анизотропия может быть существенной.

Простая оценка максимального поля, при котором еще возможно использование уравнения (6), следует из таких рассуждений. За «изотропизацию» функции распределения ответственны упругие столкновения, а интегральной мерой анизотропии может служить скорость дрейфа. Ясно поэтому, что условием при-

менности (6) является малость скорости дрейфа электронов в поле по сравнению с их тепловой скоростью $v_d/v_T \ll 1$ или $\mu_e E/\sqrt{T_e/m} \ll 1$, откуда $E \ll 1/\mu_e \sqrt{T_e/m}$. Наиболее критична ситуация на катоде, где $T_e \simeq 100$ эВ и поле не должно превышать значение $\simeq 10^8$ В/см. В нашем решении поле на катоде порядка 10^5 В/см, так что диффузионное приближение, строго говоря, не применимо, и вопрос о количественном влиянии быстрых электронов на режим генерации волн S остается открытым. Качественно же присутствие быстрых электронов может лишь облегчить условия рождения волн, так как энергия этих электронов заведомо выше потенциала ионизации, а их плотность зависит от локального значения поля вблизи границы слоя слабо. Иными словами, это означает, что коэффициент ионизации, вычисленный по спектру с «пиком на хвосте», будет насыщаться при меньших значениях локального параметра

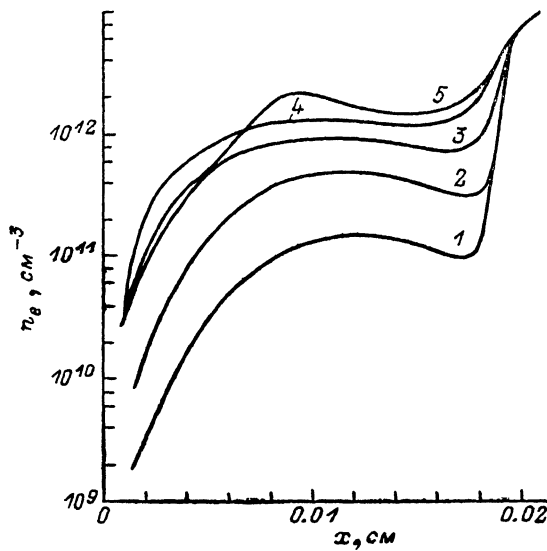


Рис. 5.

E/N . Поскольку генерация волн S определяется взаимодействием диффузии и столкновительной ионизации в области насыщенного K_e , то в присутствии быстрых электронов точка рождения волн должна сместиться ближе к квазинейтральной плазме, где локальное поле ниже.

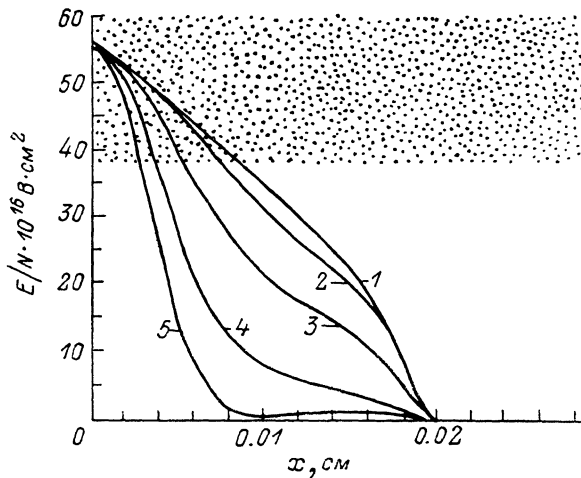


Рис. 6.

С нелокальностью спектра электронов тесно связан вопрос о возможности описания электронов в рамках гидродинамического приближения. Этот вопрос по существу включает в себя два вопроса: о применимости уравнений гидродинамики (1), (3) и, если условия применимости выполнены, то какими коэффициентами следует пользоваться в неравновесном случае? На первый вопрос следует дать утвердительный ответ, поскольку длина свободного пробега электронов в условиях задачи порядка 10^{-4} см, что много меньше характерных длин, имеющих в плазме. Однако немаксвелловский характер ФРЭЭ не позволяет, вообще говоря, выполнить интегрирование уравнения Больцмана до конца

и получить уравнение переноса (1) с током (3). Такое интегрирование проводится только с максвелловским спектром. Строгий подход в рамках локального приближения, обсуждавшегося выше, предполагает решение уравнения переноса для некоторых интегралов от ФРЭЭ по энергии с соответствующими весовыми множителями, имеющими смысл коэффициента диффузии и подвижности в пространстве $x - \varepsilon$.

Основанием для общепринятого использования (1), (3) служит тот факт, что основная часть указанных интегралов от ФРЭЭ набирается в тепловой части спектра электронов, которая даже в очень сильных полях близка к максвелловской. Это подтверждается и нашими расчетами: так, подвижность электронов, вычисленная по немаксвелловскому спектру, определявшемуся из задачи (6), отличается от вычисленной по максвелловскому спектру с такой же температурой не более чем на 30 % во всем диапазоне изменения параметра E/N . Влияние «немаксвелловости» спектра электронов на коэффициенты переноса невелико. В то же время совершенно необходимо учитывать это влияние

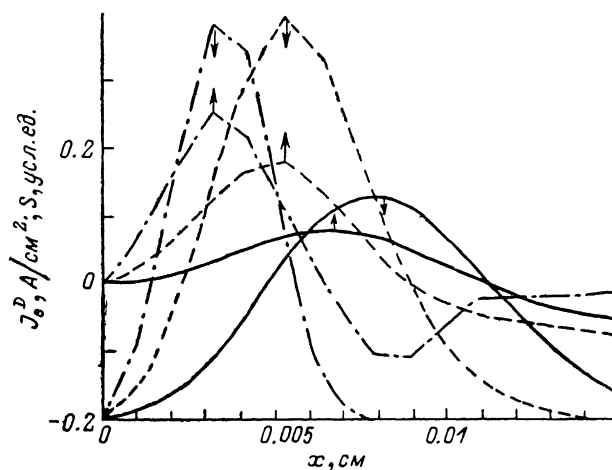


Рис. 7. Профили скорости генерации заряженных частиц (стрелки вниз) и диффузионная часть тока электронов (стрелка вверх) для трех моментов времени.

t , нс: сплошные кривые — 235.79, штриховые — 236.00, штрихпунктирные — 236.24.

на коэффициент ионизации: последний отличается от вычисленного по максвелловскому спектру на несколько порядков в области $E/N \approx (3-5) \cdot 10^{-16}$ В·см². Эти соображения и обусловили использовавшийся здесь подход.

В расчетах не учтен процесс вторичной эмиссии электронов на поверхности катода (γ -процесс). Представленные результаты следует рассматривать как модель разряда на катоде с бесконечной работой выхода. Учет конечной величины γ не представляет затруднений и не выполнен лишь из-за отсутствия надежных данных по этому параметру. В связи с этим укажем здесь снова на работу [10], в которой расчет выполнен с учетом вторичной эмиссии, где также формировался диффузионно-ионизационный пик на профиле n_+ , оставленный авторами [10] без внимания.

В опытах [18] зарегистрированы высокочастотные колебания потенциала на электродах разрядного промежутка с полым катодом, заполненного гелием. Колебания возникали при подаче на предионизованный промежуток мощного высоковольтного импульса с малым временем нарастания (≈ 0.5 кВ/нс). Частота осцилляций по порядку величины совпадает с полученной в настоящих расчетах; можно предположить, что осцилляции в опытах [18] возникают благодаря описанному диффузионно-ионизационному механизму распространения волны ионизации.

В заключение укажем, что описанный процесс может иметь важное значение в понимании механизма контракции. Дело в том, что при малых плотностях тока ($\approx 10^{-3}$ А/см²) волны ионизации не образуются. Наши расчеты дают монотонное во времени изменение интегральных параметров дебаевского слоя в этом варианте (хотя, как и в случае сильного тока, стационарное решение

из-за чрезмерной стоимости счета не получено). Этот факт дает основание предполагать, что процесс генерации и распространения волны ионизации во всяком случае предшествует другим, двумерным (а возможно, и трехмерным), эффектам, приводящим в конечном счете к образованию сильноточной дуги.

Литература

- [1] Райзер Ю. П. // ТВТ. 1986. Т. 24. № 5. С. 984—994.
- [2] Велихов Е. П., Голубев В. С., Пашкин С. В. // УФН. 1982. Т. 137. № 1. С. 117—150.
- [3] Бронин С. Я., Колобов В. М. // Тр. VIII Межд. конф. по МГД преобразованию энергии. М., 1983. Т. 1. С. 287—290.
- [4] Любимов Г. А. // ПМТФ. 1973. № 3. С. 16—23.
- [5] Hernberg R., Nousiainen K., Tikhotsky A. S. // Proc. IX. Intern. Conf. MHD Electr. Power Gener. Tsukuba. 1987. Vol. 2. P. 696—707.
- [6] Хаит В. Д. // ТВТ. 1986. Т. 24. № 2. С. 209—217.
- [7] Бенилов М. С., Бочкарев Г. Г., Камалов Э. Г. и др. // Тр. VIII Межд. конф. по МГД преобразованию энергии. М., 1983. Т. 1. С. 268—273.
- [8] Бронин С. Я., Колобов В. М., Сушкин В. Н. и др. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 1. С. 46.
- [9] Bayle P., Vasque J., Bayle M. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 34. N 1. P. 360—371.
- [10] Bayle P., Vasque J., Bayle M. // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 34. N 1. P. 372—380.
- [11] Гладуш Г. Г., Самохин А. А. // ПМТФ. 1981. № 5. С. 15—22.
- [12] Витюрин В. А., Куликовский А. А., Любимов Г. А. // ДАН. 1987. Т. 292. № 4. С. 836—839.
- [13] Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. // УФН. 1960. Т. 70. С. 201.
- [14] Баженова Т. В., Куликовский А. А., Набоко И. М. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 4. С. 666.
- [15] Mul P. M., McGowan J. Wm. // J. Phys. B. 1979. Vol. 12. P. 1591—1601.
- [16] Opal C. B., Peterson W. K., Beaty E. C. // J. Chem. Phys. 1971. Vol. 5. P. 4100.
- [17] Kucikarpaci H. N., Lucas J. // J. Phys. D. 1979. Vol. 12. N 12. P. 2123—2138.
- [18] Hildebrandt J. // Phys. Lett. A. 1983. Vol. 95A. N 7. P. 365—368.

Институт высоких температур
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
18 сентября 1987 г.
В окончательной редакции
11 января 1988 г.