1989 ЖУРНАЛ ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ Том 59, в. 1
1989 JOURNAL OF TECHNICAL PHYSICS Vol. 59, № 1

01; 04

РАССЛОЕНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНЫХ ГАЗАХ

Л. Д. Цендин

Показано, что расслоение на области электрон-ионной и ион-ионной плазмы является достаточно общим свойством бестоковой неизотермической (с $T_e > T_i$) плазмы, содержащей отрицательные ионы. На примере положительного столба проанализированы условия, при которых имеет место расслоение, и получены выражения для частоты ионизации, профилей концентрации компонент плазмы, положения и ширины границы между электрон-ионной и ион-ионной областями при разных значениях параметров. В ряде случаев границу эту можно рассматривать как скачок, в котором сохраняются потоки компонент.

Введение

Диффузия газоразрядной плазмы, содержащей положительные и отрицательные ионы и электроны, обладает рядом интересных особенностей. В частности, эксперименты [1, 2] и численные расчеты [3, 4] свидетельствуют, что имеет место расслоение плазмы на области с разным ионным составом. Механизм этого явления в бестоковой плазме[1] состоит в следующем. В отсутствие отрицательных ионов амбиполярное поле

$$\varphi = T_e/e \ln n_e \tag{1}$$

определяется электронной температурой. Так как в газоразрядной плазме, как правило, $T_e \gg T_i$, то отрицательные ионы втягиваются в области с повышенной концентрацией электронов n_e до тех пор, пока отлипание, рекомбинация, ионная диффузия и уменьшение поля по сравнению с (1) не остановят этот процесс. Концентрация отрицательных ионов n и положительных p здесь может на порядки превышать n_e — формируется ион-ионная плазма. В тех же областях, откуда поле вытягивает отрицательные ионы, плазма является электрон-ионной с $n \leqslant n_e$. Попытки получить численное [3, 4] или аналитическое [6] решение этой задачи на примере положительного столба газового разряда наталкивались на значительные трудности. В расчетах [3] частота ионизации электронным ударом Z (равная обратному среднему времени жизни электрона в столбе), которая должна определяться внешними параметрами разряда — давлением и составом газа, током и радиусом трубки, задавалась как независимый параметр. Расчеты, предпринятые в [4] с учетом инерции ионов и с отказом от приближения квазинейтральности, использовали приближение (1) для поля и пренебрегали ионной диффузией. Как будет показано ниже, это существенно ограничивает применимость уравнений. При этом было ошибочно получено, что не только поток отрицательных ионов, но и остальные потоки заряженных частиц обращаются в нуль на стенке трубки. В [6] было постулировано расслоение столба на области с разным ионным составом, но сшивка решений на их границе была выполнена некорректно.

[1] Формирование резко неоднородных вдоль протекания тока профилей концентрации рассматривалось в [5].

В данной работе получены выражения для профилей концентрации компонент в столбе при различных соотношениях между скоростями прилипания, отлипания и рекомбинации, а также формулы для Z. Показано, что в ряде случаев граница между электрон-ионной плазмой на границе столба и ион-ионной плазмой в центре является достаточно резкой и может быть аппроксимирована как скачок концентраций n и p. Прослежен переход от обычного режима Шоттки, когда отрицательные ионы не влияют на параметры столба, к режиму, в котором ион-ионная плазма занимает почти все сечение трубки.

1. Динамика расслоения

Проследим этот процесс на простом примере, когда плазмохимические и рекомбинационно-ионизационные процессы отсутствуют, а концентрация электронов

$$n_e \gg nb_n/b_e, \quad pb_p/b_e, \tag{2}$$

где b_j — подвижности соответствующих частиц.

При этом выражение для поля сводится к (1). Если пренебречь ионной диффузией, то

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \nabla D_{ap} p \nabla \ln n_e, \tag{3}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla D_{an} n \nabla \ln n_e, \tag{4}$$

где $D_{aj} = D_j T_e / T_i$. Вычитая (4) из (3) и учитывая условие квазинейтральности $p = n + n_e$, получим

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nabla D_{\text{eff}} \nabla n_e, \quad D_{\text{eff}} = D_{ap} + \frac{n}{n_e}(D_{ap} + D_{an}). \tag{5}$$

Если в начальный момент $n \gg n_e$, то эффективный нелинейный коэффициент диффузии D_{eff} велик, и уравнение (5) описывает быстрое выполаживание электронного профиля. Если начальные концентрации n ($\mathbf{r}$, $t=0$), p ($\mathbf{r}$, $t=0$) всюду превышают среднюю концентрацию электронов $\langle n_e \rangle$, то в конце этой стадии установится пространственно однородное распределение n_e ($\mathbf{r}$, t)$=\langle n_e \rangle$, и в дальнейшем эволюция будет определяться медленной ионной диффузией, не учтенной в (3), (4). Если же в каких-то областях начальная концентрация ионов мала, то здесь может формироваться электрон-ионная плазма. Наиболее прост случай $D_n \gg D_p$, когда начальная стадия эволюции происходит при неизменном профиле p ($\mathbf{r}$, t)$=p$ ($\mathbf{r}$, $t=0$). При этом $\partial n_e/\partial t = -\partial n/\partial t$, и в процессе выравнивания электронной концентрации в областях, где p ($\mathbf{r}$, $t=0$) $\leqslant \langle n_e \rangle$, концентрация отрицательных ионов резко падает, согласно (4). Здесь уменьшается эффективный коэффициент диффузии (5), и плазма становится электрон-ионной. На медленной стадии эволюции, когда существенно движение положительных ионов, выравнивание концентрации плазмы в этих областях определяется амбиполярной диффузией с коэффициентом D_{ap}, тогда как эволюция ион-ионной плазмы определяется гораздо меньшим коэффициентом D_p.

2. Положительный столб. Исходные уравнения

Плазмохимические процессы приводят к неравномерной по сечению генерации электронов и препятствуют выравниванию профиля n_e. Поэтому стационарные профили определяются достаточно сложными комбинациями плазмохимических и диффузионных процессов. В качестве типичной и наиболее практически важной ситуации рассмотрим положительный столб газового разряда. Систему уравнений запишем в виде

$$\operatorname{div} \Gamma_e = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \left(D_e \frac{dn_e}{dr} + b_e n_e E \right) = Zn_e - \alpha n_e + \beta n - \gamma_{ei} n_e p, \tag{6}$$

$$\operatorname{div}\Gamma_p = -\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\left(D_p\frac{dp}{dr} - b_p pE\right) = Zn_e - \gamma_{ei}n_e p - \gamma_{ii}np, \tag{7}$$

$$\operatorname{div}\Gamma_n = -\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\left(D_n\frac{dn}{dr} + b_n nE\right) = \alpha n_e - \beta n - \gamma_{ii}np,$$

$$n + n_e = p, \quad D_j = T_j b_j/e, \tag{8}$$

где E — радиальное электрическое поле; α, β, γ_{ei}, γ_{ii} — коэффициенты прилипания, отлипания и рекомбинации, которые для простоты будем полагать постоянными. Из отсутствия радиального тока $\Gamma_p = \Gamma_e + \Gamma_n$ следует

$$E = \frac{D_p p' - D_n n' - D_e n_e'}{b_p p + b_n n + b_e n_e}. \tag{9}$$

При условии (2) это выражение сводится к (1) — больцмановскому распределению для электронов. Ограничимся этим случаем.

При $\gamma_{ei} = \gamma_{ii} = 0$ системе (6)—(8) с нулевыми граничными условиями для концентрации удовлетворяет бесселев профиль $n \sim p \sim n_e \sim J_0\,(2.4\;r/a)$ [7]. Ему соответствует, согласно (9), малое радиальное поле порядка $T_i/(ea)$ и практически свободная диффузия электронов. Они быстро уходят на стенку, и концентрация их и вклад в ток малы (порядка D_i/D_e и b_i/b_e от ионных). Частота ионизации Z при этом велика, так как она должна уравновешивать большую униполярную электронную диффузию и прилипание, а не амбиполярную, как в обычном решении Шоттки

$$Z - \alpha + \frac{\alpha + ZD_n/D_p}{1 + 2/(\beta\tau_n)} = \frac{1}{\tau_e}, \quad \tau_j = \left(\frac{a}{2.4}\right)^2\Big/D_j. \tag{10}$$

Однако решение это соответствует направленным к стенке потокам Γ_j лишь при крайне малом отлипании $\beta < \beta_0$. При $\beta > \beta_0$ оно теряет физический смысл — поток $\Gamma_n\,(r=a) < 0$ оказывается направлен в глубь плазмы. При $\beta > \beta_0$ физически осмысленное решение удовлетворяет как нулевым граничным условиям для концентрации, так и условию $\Gamma_n\,(r=a) = 0$. Уравнение для β_0 нетрудно получить, приравнивая к нулю радиальный поток $\Gamma_n\,(r=a)$ при бесселевом профиле концентрации и используя (10). При $D_n = D_p$ оно имеет вид

$$\alpha\tau_e(2 + 2\beta_0\tau_n - T_i/T_e) = \beta_0\tau_n(\beta_0\tau_n + 1)(1 - T_i/T_e)$$

и имеет решение лишь при $T_e > T_i$.

Если $T_e \gg T_i$, то

$$\beta_0 = 2\alpha D_p/D_e. \tag{11}$$

3. Профили со скачками концентраций n, p

Умножив уравнения (7), (8) на D_n, D_p и сложив их, получим, используя (1) и $T_e \gg T_i$,

$$-\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\left(+2n' + \frac{T_e}{T_i}n_e'\right) = Zn_e/D_p + (\alpha n_e - \beta n)/D_n. \tag{12}$$

Уравнение же для отрицательных ионов имеет вид

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}r\left(-n' + T_e n n_e'/(T_i n_e)\right) = (\alpha n_e - \beta n)/D_n. \tag{13}$$

На периферии плазмы $n \leqslant n_e$, так что при $\alpha > \beta$ отлипание несущественно — поток Γ_n определяется прилипанием. Пренебрегая в (12) отлипанием и ионной диффузией, получим, что на периферии

$$n_e(r) = FJ_0(\varkappa r) + F_1 N_0(\varkappa r), \quad \varkappa = \sqrt{(Z/D_p + \alpha/D_n)\,T_i/T_e}\,. \tag{14}$$

Если ширина этой зоны электрон-ионной плазмы $L \sim \varkappa^{-1}$ мала по сравнению с радиусом трубки a, то геометрия здесь является плоской

$$n_e(x) = F \sin(\varkappa x), \tag{15}$$

где координата x отсчитывается от стенки.

Ниже будет показано, что условие $L \ll a$ выполняется, если

$$\tilde{\alpha} \gg \max\{1;\ \tilde{\beta}\}, \tag{16}$$

где $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\beta}$ выражены в единицах обратного амбиполярного времени жизни $\tau_{an} = (a/2.4)^2 T_i/(T_e D_n)$ — в областях параметров I, II на рис. 1.

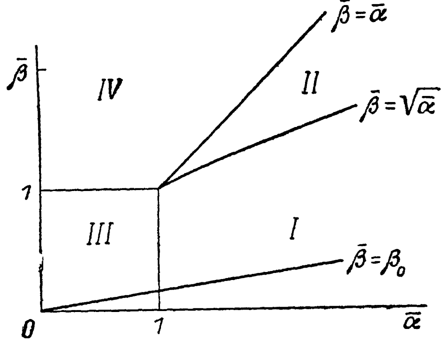

Рис. 1.

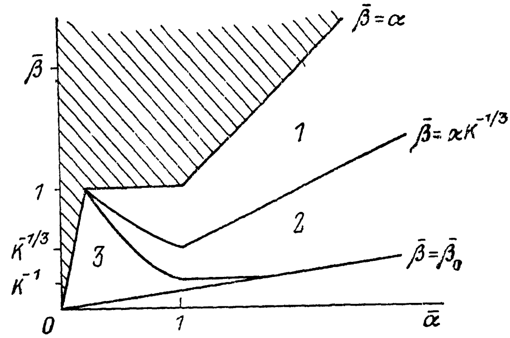

Рис. 2.

Концентрацию же отрицательных ионов найдем из (13), опустив ионную диффузию (первый член слева; вдали от $x = L$ он порядка $T_i/T_e \ll 1$ от второго)

$$n(x) = \alpha F \sin(\varkappa x) \frac{\cos^{\tilde{\beta}-1}(\varkappa x) - 1}{\alpha - \beta + ZD_n/D_p}. \tag{17}$$

Так как в областях I, II

$$\tilde{\beta} = \beta/(\alpha + ZD_n/D_p), \tag{18}$$

то выражение (17) расходится: $n(x)$ неограниченно растет при $x \to \pi/(2\varkappa)$. Объясняется это тем, что поле обращается в нуль в этой точке, тогда как поток Γ_n, обусловленный прилипанием во внешней области, конечен. Точку $x = L = \pi/(2\varkappa)$ естественно считать границей между электрон-ионной и ион-ионной плазмами. В переходной области n и p резко растут до значений, намного превышающих n_e (15). В центральной области при $\tilde{\beta} \gg T_i/T_e$ члены в левой части (12) малы по сравнению с правой вследствие (18), так что

$$n/n_e = (\alpha + ZD_n/D_p)/\beta. \tag{19}$$

Подставив (19) в (13), получим

$$n_e = F' J_0(\varkappa_1 r), \quad \varkappa_1 = \sqrt{\frac{\beta Z T_i}{(\alpha D_p + ZD_n)\, T_e}}. \tag{20}$$

Найденные профили надо сшить в точке $x = L \ll a$. Концентрация электронов n_e должна быть непрерывна в этой точке

$$F = F' J_0(\varkappa_1 (a - L)). \tag{21}$$

В центральной области, где $n \approx p$ и ионная диффузия несущественна, полевые потоки ионов удовлетворяют

$$|\Gamma_n/D_n| = \Gamma_p/D_p. \tag{22}$$

Если переходную область можно рассматривать как скачок, то потоки Γ_n, Γ_p в ней сохраняются и (22) можно рассматривать как второе условие сшивки. Так как в областях I, II отлипание не влияет на Γ_n, то получим

$$|\Gamma_n(x=L)| = \alpha \int_0^L n_e dx = \frac{2}{\pi}\alpha F L. \tag{23}$$

Поток же Γ_p есть

$$\Gamma_p(x=L) = Z \int_0^{a-L} r dr n_e(r)/(a-L) = ZF' J_1(\varkappa_1(a-L))/\varkappa_1. \tag{24}$$

Подставив (23), (24) в (22), получим уравнение, определяющее частоту ионизации Z, а следовательно, и аксиальное поле в столбе

$$\frac{\bar{\alpha}\sqrt{\bar{\beta}}}{\sqrt{\bar{Z}}\,(\bar{Z}+\bar{\alpha})} = J_1\left[y = \sqrt{\frac{\bar{\beta}\bar{Z}}{\bar{Z}+\bar{\alpha}}}\,2.4\left(1-\frac{\pi}{4.81}(\bar{Z}+\bar{\alpha})^{-1/2}\right)\right]\Big/ J_0(y), \tag{25}$$

где

$$\bar{Z} = Z(a/2.4)^2 T_i/(D_p T_e) = Z\tau_{ap}.$$

В области I на рис. 1 аргумент бесселевых функций мал, так что из (25) имеем

$$\bar{Z} = 2\sqrt{\bar{\alpha}}/2.4 \gg 1, \quad L/a = \pi/(4.81\sqrt{\bar{\alpha}}) \ll 1, \quad (\varkappa_1 a)^2 = 4.81\bar{\beta}/\sqrt{\bar{\alpha}} \ll 1. \tag{26}$$

В центральной области концентрации n и n_e почти постоянны: $n = \alpha F/\beta$. Если же $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta} \gg 1$, $\bar{\alpha} \gg \bar{\beta} \gg \sqrt{\bar{\alpha}}$ (в области II), то левая часть (25) велика и аргумент бесселевых функций

$$y \approx \varkappa_1 a = 2.4\sqrt{\bar{\beta}\bar{Z}(\bar{Z}+\bar{\alpha})} \approx 2.4.$$

Отсюда следует

$$\bar{Z} = \alpha/\beta, \quad \sqrt{\bar{\alpha}} \ll \bar{Z} \ll \bar{\alpha}, \quad L/a = \pi/(4.81\sqrt{\bar{\alpha}}) \ll 1,$$

а профили $n(r)$, $n_e(r)$ в центральной области близки к бесселевым с нулевым граничным условием, т. е. концентрации на границе центральной области намного меньше, чем в центре. Отношение это, согласно (23, 24), есть

$$\frac{F'}{F} = \frac{n(0)}{n(a-L)} = \frac{2\bar{\alpha}\varkappa_1}{\pi\varkappa\bar{Z}J_1(2.4)} = \frac{2\bar{\beta}}{\pi(2.4)^2 J_1(2.4)\sqrt{\bar{\alpha}}} \gg 1.$$

При значениях параметров, соответствующих областям III, IV на рис. 1, частота ионизации $\bar{Z}=1$, как и в отсутствие отрицательных ионов. В этом смысле такой разряд близок к обычному режиму Шоттки. Но концентрация n в центральной области может намного превышать электронную. В области IV всюду $n < n_e$. Пренебрегая ионной диффузией в (13) и положив $n_e = FJ_0(\xi)$, где $\xi = 2.4\, r/a$, получим

$$n(\xi) = \alpha n_e(\xi)[\xi J_1(\xi)]^{\beta-1}\int_{\xi}^{2.4}\frac{\xi' J_0(\xi')\,d\xi'}{[\xi' J_1(\xi')]^{\beta}}. \tag{27}$$

При $\xi \to 0$ имеем $n(0) = \alpha/\beta\; n_e(0) \ll n_e(0)$. При параметрах, соответствующих области III, резкий рост $n(r)$ и переход к ион-ионной плазме происходит в точке $r = r_0$, где

$$n_e'(r_0) \approx 0. \tag{28}$$

Поэтому коэффициент при функции Неймана в (14) мал. Граничное условие для n_e при $r=a$ дает $\bar{Z}+\bar{\alpha} \approx \bar{Z} = 1$.

Если переходная область между центром и периферией тоньше, чем r_0, то (20) в области III сводится к $n_e(r) = \text{const} \approx F$.

Приравняв на границе $r=r_0$ потоки $\Gamma_n/D_n=-\Gamma_p/D_p$, получим

$$(r_0/a)^2=2J_1(2.4)\,\bar{\alpha}/2.4\approx\bar{\alpha}/2.4\ll 1. \tag{29}$$

Разлагая (20) при малых r и подставив в (28), имеем

$$F_1/F=\pi/4\,(2.4r_0/a)^2\approx 0.6\pi\bar{\alpha}\ll 1.$$

4. Структура переходной области

Здесь концентрации $n\,(r)$, $p\,(r)$ резко меняются. Рассмотрим процессы, определяющие толщину этой области и условия, при которых ее можно считать тонкой, т. е. применимы полученные выше соотношения. В областях *I*, *II* будем рассуждать следующим образом. Пусть в переходной области ионная диффузия несущественна. Тогда $n\,(r)$ возрастает, согласно (17), до значения (19), когда в (12) становится существенно отлипание. Характерный масштаб изменения $n\,(r)$ есть

$$\delta=(n/n')\sim\beta/(\varkappa\alpha). \tag{30}$$

Ионная диффузия неважна, если диффузионный член $2D_n n''$ в (12) мал по сравнению с βn

$$2D_n n''\sim 2D_n n/\delta^2\sim D_n n_e\varkappa^2\alpha^3/\beta^3\ll\beta n_e/(\beta/\alpha)$$

при

$$(\bar{\beta}/\bar{\alpha})^3\gg T_i/T_e=K^{-1}. \tag{31}$$

Соответствующая область на плоскости $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$ есть *1* на рис. 2. В области же *2* переход уширяется из-за диффузии. Здесь член n_e'' в (12) уменьшается от $\sim\varkappa^2F$ до $\sim\varkappa_1^2F$. Пренебрегая им, получим

$$2D_n n''=-(\alpha+ZD_n/D_p)\,F+\beta n$$

— уравнение движения в «потенциале» $[-\beta n^2/2+(\alpha+ZD_n/D_p)Fn]$. Оно имеет решение, описывающее переход от малых n к состоянию, соответствующему максимуму «потенциала» — к внутреннему профилю (19), с характерным масштабом $\sqrt{D_n/\beta}$, которое имеет вид

$$n=\alpha F/\beta\left[1-\cos\left(x\sqrt{\beta/Dn}\right)\right]. \tag{32}$$

При $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}<1$ масштаб изменения $n\,(r)$ в переходной области, аналогичный (30), в пренебрежении ионной диффузией есть $\bar{\beta}r_0$, где r_0 дается (29). Сравнивая его с $\sqrt{D_n/\beta}$ — масштабом диффузионного перехода (32), получим, что диффузия ионов несущественна при $\bar{\beta}\bar{\alpha}^{1/3}>K^{-1/3}$ (область *1* на рис. 2). В области же *2* переход определяется диффузией и имеет толщину $\sim\sqrt{D_n/\beta}$. Концентрация n при этом, согласно (19), в $\bar{\beta}^{-1}$ раз превышает электронную. Если не учитывать структуру переходной области, то и в этом случае ее можно рассматривать как скачок в $n\,(r)$, на котором непрерывны n_e, Γ_n, Γ_p и $\Gamma_n/D_n=-\Gamma_p/D_p$. Если же масштаб $\sqrt{D_n/\beta}$ превышает r_0 (29), то диффузия существенна всюду в центральной области и представление о скачке и формулы (19)—(29) здесь неприменимы. Диффузия ионов уширяет область ион-ионной плазмы в центре по сравнению с (29) и понижает здесь концентрацию по сравнению с (19).

5. Область ион-ионной плазмы, определяемая диффузией

Отрицательные ионы собираются в малой области вблизи оси трубки, поэтому в электрон-ионной плазме у границы с ион-ионной, согласно (14),

$$n_e=F\left(1-\left(\frac{2.4r}{2a}\right)^2\right)-F_1\frac{2}{\pi}\ln\,(a/r),$$

$$n=\Gamma_n T_i/(D_n T_e)=0.51\cdot 2.4F\bar{\alpha}/[(2.4r/a)^2-2F_1/(\pi F)]. \tag{33}$$

Так как во внутренней области $n_e \ll n \ll n_e/\beta$, то оставим в (12) ионную диффузию и ионизацию

$$-\frac{2D_p}{r}(rn')' = ZF,$$

откуда

$$n = G - ZFr^2/(8D_p). \tag{34}$$

Сшивая (33) и (34) с производной, получим два уравнения для трех неизвестных F_1, G и r_0 — координаты точки сшивки. Третье условие получим, приравняв прилипание на периферии отлипанию в центре

$$\int_0^{r_0} \beta nrdr = \int_{r_0}^{a} \alpha n_e rdr \approx \alpha F a^2 \cdot 0.51/2.4. \tag{35}$$

Обозначив $v = 2.4\ r_0/a$, получим

$$v^2(G/F - Kv^2/16) = 2 \cdot 0.51 \cdot 2.4\alpha/\beta,$$

а из сшивки следует

$$v^2 - 2F_1/(\pi F) = 8 \cdot 0.51 \cdot 2.4\bar{\alpha}/(8G/F - Kv^2).$$

Так как в области III (рис. 1) $\bar{\beta} < 1$, то

$$v^2 \approx \sqrt{32 \cdot 0.51 \cdot 2.4\bar{\alpha}/(K\bar{\beta})} \ll 1. \tag{36}$$

Относительная же концентрация отрицательных ионов в начале координат есть

$$G/F \approx \sqrt{0.51 \cdot 2.4K\bar{\alpha}/(2\bar{\beta})}. \tag{37}$$

Таким образом, если $\bar{\alpha}/\bar{\beta} \ll K^{-1}$, то $G/F \ll 1$ и профиль концентрации всюду мало отличается от бесселева. Соответствующая область параметров заштрихована на рис. 2.

6. Учет объемной рекомбинации

В общем случае он достаточно сложен. Учтем, что в первую очередь рекомбинация сказывается в ион-ионной плазме в центре трубки, где концентрации ионов могут быть высоки. Поэтому в правых частях уравнений (7), (8) удержим дополнительно к ионизации, прилипанию и отлипанию лишь ион-ионную рекомбинацию. Ограничимся ситуацией, когда применимо представление о скачке, а профили концентрации в центральной области близки к постоянным. Сложив уравнения для положительных и отрицательных ионов, получим вместо (19)

$$n_e(\alpha + ZD_n/D_p) = \beta n + \gamma_{ii} np(1 + D_n/D_p). \tag{38}$$

Во внешней же области по-прежнему имеет место профиль (15), (17) или (14), (27). Во внутренней области ионизация может быть в основном уравновешена рекомбинацией, так что получить уравнение, определяющее частоту ионизации Z, приравняв $\Gamma_n/D_n = -\Gamma_p/D_p$ на границе областей, затруднительно. Получим это соотношение (отметим, что так же можно получить и (23), (27)), приравняв поток отрицательных ионов из внешней области их гибели во внутренней и используя (38)

$$\alpha \int_a^{a-L} n_e rdr = \int_0^{a-L} rdr(\beta n + \gamma_{ii} np - \alpha n_e) = D_n/D_p \int_0^{a-L} (n_e Z - \gamma_{ii} np) rdr. \tag{39}$$

Уравнения (38), (39) определяют n/n_e в центральной области и Z. При $\bar{\alpha} \gg 1$, например, по-прежнему $L \ll a$. Если в центральной области $n_e \approx F = \mathrm{const}$, то при

$$\Gamma = F\gamma_{ii}(a/2.4)^2\, T_e/(D_p T_i) < \bar{\beta}^2/\bar{\alpha}^{3/2}$$

рекомбинация несущественна и имеет место

$$\bar{Z} = \sqrt{\bar{\alpha}}/1.2, \quad N = n/F = \alpha/\beta.$$

При $\beta^2/\bar{\alpha}^2 < \Gamma < \beta^2/\bar{\alpha}^{3/2}$ имеем

$$N = \alpha/\beta, \quad \bar{Z} = \Gamma(\alpha/\beta)^2.$$

Если же $\beta^2/\bar{\alpha}^{3/2} < \Gamma < \bar{\alpha} D_n/D_p$, то

$$N = \sqrt{\bar{\alpha} D_n/(\Gamma D_p)}, \quad \bar{Z} = \bar{\alpha} D_n/D_p.$$

Литература

[1] *Thompson J. B.* // Proc. Roy. Soc. 1961. Vol. 262. P. 503—528.
[2] *Smith D., Plumb J. C.* // J. Phys. D. 1983. Vol. 6. N 12. P. 1431—1446.
[3] *Sabadil H.* // Beitrage Plasmaphys. 1973. Bd 13. N 4. S. 235—251.
[4] *Edgley P. D., von Engel A.* // Proc. Roy. Soc. 1980. Vol. A370. P. 375—387.
[5] *Высикайло Ф. И., Цендин Л. Д.* // Физика плазмы. 1985. Т. 12. № 10. С. 1206—1210.
[6] *Цендин Л. Д.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 12. С. 2318—2322.
[7] *Конюков М. В.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 4. С. 908—911. Там же. № 6. С. 1634—1635.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
12 января 1988 г.