СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДИФФУЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

А. Ф. Александров, С. С. Амбарян, В. Е. Мицук, В. А. Погосян

(Москва — Ереван)

Рассмотрена задача о стационарном распределении концентрации заряженных частиц в слабоионизированной плазме при наличии процессов объемной ионизации, рекомбинации и диффузии в поле пространственного заряда. Получено решение уравнений баланса заряженных частиц совместно с уравнениями Пуассона для случая плоской, цилиндрической конфигурации плазмы, удовлетворяющее условию Шоттки на границах области. Найдено также решение задачи, когда процесс ионизации локализован в сферически симметричном объеме, а условие Шоттки выполняется на бесконечности. Приводится условие существования стационарного состояния и его анализ.

Из уравнений баланса для числа частиц при наличии процессов объемной ионизации, рекомбинации и диффузии в поле пространственного заряда может быть получено стационарное распределение заряженных частиц в слабоионизированной плазме. В разреженной плазме при достаточно малых концентрациях основным процессом устранения будет независимая диффузия электронов и ионов к периферии с последующей рекомбинацией на стенке (свободная диффузия). Обычно предполагается, что частота ионизации в единице объема пропорциональна концентрации электронов. Если длина свободного пробега мала по сравнению с характерным размером рассматриваемой области, задача сводится к линейному уравнению диффузии с нулевыми граничными условиями.

Для плотной плазмы при больших концентрациях следует учитывать ряд дополнительных эффектов, наиболее важными из которых являются влияние электрического поля пространственного заряда и рекомбинация в объеме. Поэтому задача становится существенно нелинейной. Дивергенция поля пространственного заряда пропорциональна разности концентраций ионов и электронов, и простейший учет влияния поля пространственного заряда базируется на предположении постоянства отношения концентраций электронов и ионов $C = N / N_+$ (C — некоторая постоянная) во всех точках рассматриваемой области. Если $C = 1$, т. е. концентрации равны, то получается известный режим амбиполярной диффузии.

Если обозначить соответственно через D_+, D коэффициенты диффузии ионов и электронов, то при $Q = D_+ / D$ будем иметь дело со свободной диффузией. Анализ нелинейной задачи для переходного режима от свободной диффузии к амбиполярной без учета рекомбинации в объеме проведен в работе Аллиса и Роуза [1]. Что касается учета объемной рекомбинации, то в работах [2,3] режим диффузии во всех точках объема предполагается амбиполярным, что является существенным упрощением рассматриваемой задачи. Если рассматривать область, в которой имеется N_+, N положительных и отрицательных частиц в 1 *см*^{3}, то рекомбинация этих частиц записывается в виде $\alpha N_+ N$, где α — коэффициент радиационной рекомбинации. При наличии амбиполярности рекомбинационный член упрощается и будет иметь вид αN^2. Коэффициент рекомбинации зависит от типа частиц, участвующих в процессе рекомбинации. Однако, приписывая несколько иной смысл коэффициенту α, можно без труда учесть объемную ионизацию, ступенчатую ионизацию и ряд других процессов, имеющих место в слабоионизированной плазме.

1. Используем уравнения сохранения числа частиц в единице объема и уравнения Пуассона. Пренебрегая переносом нейтрального газа и считая степень ионизации малой ($N / N_n \ll 1$), имеем для электронов и ионов

$$\nabla (N\mathbf{v}) - \alpha N N_+ + ZN = 0 \quad \left(\mathbf{v} = -D\,\frac{\nabla N}{N} - b\mathbf{E}\right) \tag{1.1}$$

$$-\nabla (N_+\mathbf{v}_+) - \alpha N N_+ + ZN = 0 \quad \left(\mathbf{v}_+ = -D_+\,\frac{\nabla N_+}{N_+} + b_+\mathbf{E}\right) \tag{1.2}$$

$$\nabla \mathbf{E} = 4\pi e (N_+ - N) \tag{1.3}$$

Здесь N и N_+ — соответственно концентрации электронов и ионов, являющиеся функциями координат; $\mathbf{E}$ — электрическое поле пространственного заряда; $\mathbf{v}$ и $\mathbf{v}_+$ — средние дрейфовые скорости электронов и ионов. Коэффициент объемной рекомбинации α и частота ионизации электронным ударом Z, так же как и соответствующие электронам и ионам коэффициенты диффузии D_+ и D и подвижности b и b_+ предполагаются независящими от координат. Это соответствует предположению о постоянстве температур электронов и ионов T и T_+ во всем рассматриваемом объеме. Дополним систему (1.1) — (1.3) граничным условиями Шоттки

$$N\,|_{\Sigma} = N_+|_{\Sigma} = 0 \tag{1.4}$$

Заметим, что аналогичные уравнения были рассмотрены в работе [4] для анализа области возмущения плазмы вблизи электрода.

Далее задача будет рассмотрена для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии, поэтому в качестве границ области плазмы будут рассматриваться либо две бесконечные параллельные плоскости с координатами $^1/_2L$, $-^1/_2L$, либо цилиндрическая или сферическая поверхности радиуса R. При этом все переменные в (1.1) — (1.3) зависят лишь от одной координаты x_i ($i=1,\ 2,\ 3$), ($x_1=x$, $x_2=\rho$, $x_3=r$). Простые физические соображения, основанные на требовании ограниченности решения и симметрии задачи, приводят к условиям

$$\nabla N=\nabla N_+=0,\ \nabla^2N,\ \nabla^2N_+<0,\ E=0 \text{ при } x_i=0 \tag{1.5}$$

При достаточно малых концентрациях N и N_+ всеми нелинейными членами в (1.1) и (1.2) можно пренебречь и вместо (1.1) — (1.3) будем иметь

$$D\nabla^2N+ZN=0,\ D_+\nabla^2N_++ZN=0 \tag{1.6}$$

— линейные уравнения диффузии, описывающие в условиях (1.4) и (1.5) хорошо известный режим свободной диффузии, когда объемной рекомбинацией и влиянием поля пространственного заряда можно пренебречь. Решение уравнения (1.6) может быть представлено в виде

$$N=N_0G_i(\xi_i),\ \xi_i=x_i/\Lambda_i,\ \Lambda_i=(D/Z)^{-1/2}$$

Здесь Λ_i — диффузионная длина, $i=1,\ 2,\ 3$ соответственно для случаев плоской цилиндрической и сферической симметрии.

Концентрация ионов, как это следует из (1.6), связана с концентрацией электронов посредством соотношения $N_+=D/D_+N$.

Для $i=1$ (плоская симметрия)

$$\Delta_1=L/\pi,\quad G_1=\cos x/\Lambda_1 \tag{1.7}$$

для $i=2$ (цилиндрическая симметрия)

$$\Lambda_2=R/\mu,\quad G_2=J_0(\rho/\Lambda_2) \tag{1.8}$$

($\mu=2.405$ — первый корень функции Бесселя нулевого порядка) для $i=3$ (сферическая симметрия)

$$\Lambda_3=R/\pi,\ G_3=\Phi(r/\Lambda_3)=\sqrt{\pi\Lambda_3/2r}\,J_{1/2}(r/\Lambda_3) \tag{1.9}$$

Φ — сферическая функция Бесселя нулевого порядка.

2. Запишем уравнения (1.1) — (1.3) в безразмерном виде

$$\frac{n}{\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}(\xi_i^{i-1}\varepsilon)+\frac{a_0^{(i)}}{\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}\left(\xi_i^{i-1}\frac{dn}{d\xi_i}\right)+\varepsilon\frac{dn}{p\xi_i}-a_1nn_++a_2n=0 \tag{2.1}$$

$$\frac{n_+}{\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}(\xi_i^{i-1}\varepsilon)-\frac{\mu}{\lambda}\frac{a_0^{(i)}}{\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}\left(\xi_i^{i-1}\frac{dn_+}{d\xi_i}\right)+\varepsilon\frac{dn}{d\xi_i}+\mu a_1nn_+-\mu a_2n=0 \tag{2.2}$$

$$\frac{1}{\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}(\xi_i^{i-1}\varepsilon)=4\pi(n_+-n) \tag{2.3}$$

$$a_0^{(i)}=\frac{D}{eb\Lambda_i},\quad a_1=\frac{\alpha}{eb},\quad a_2=\frac{Z}{ebN_n},\quad \mu=\frac{b}{b_+},\quad \lambda=\frac{D}{D_+},\quad n=\frac{N}{N_n},\quad n_+=\frac{N_+}{N_n},\quad \xi_i=\frac{x_i}{\Lambda_i},\quad \varepsilon=\frac{E}{e\Lambda_iN_n}$$

N_n — концентрация нейтральных атомов).

Исключая ε из (2.1) и (2.2), с помощью (2.3) получим

$$4\pi n(n_+-n)+\frac{a_0^{(i)}}{\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}\left((\xi_i^{i-1}\frac{dn}{d\xi_i}\right)+\frac{4\pi}{\xi_i^{i-1}}\int\limits_0^{\xi_i}t_i^{i-1}(n_+-n)\,dt_i\,\frac{dn}{d\xi_i}-a_1nn_++a_2n=0 \tag{2.4}$$

$$4\pi n_+(n_+-n)-\frac{\mu a_0^{(i)}}{\lambda\xi_i^{i-1}}\frac{d}{d\xi_i}\left(\xi_i^{i-1}\frac{dn_+}{d\xi_i}\right)+\frac{4\pi}{\xi_i^{i-1}}\int\limits_0^{\xi_i}t_i^{i-1}(n_+-n)\,dt_i\,\frac{dn_+}{d\xi_i}+\mu a_1nn_+-\mu a_2n=0 \tag{2.5}$$

Будем искать решение нелинейной системы (2.4), (2.5) в виде

$$n = n_{0i} G_i(\xi_i) + (\xi_{i\Sigma}^2 - \xi_i^2) \sum_{k=1} p_k \xi_i^{2k+2} \tag{2.6}$$

$$n_+ = n_{0+i} G_i(\xi_i) + (\xi_{i\Sigma}^2 - \xi_i^2) \sum_{k=1} q_k \xi_i^{2k+2} \tag{2.7}$$

Здесь n_{0i} и n_{0+i} — безразмерные концентрации электронов и ионов в нуле, $\xi_{i\Sigma} = x_{i\Sigma} / \Lambda_i$ — значения ξ_i на границе рассматриваемой области, а $G_i(\xi_i)$ удовлетворяют уравнению (1.6) и даются выражениями (1.7) — (1.9) для $i = 1, 2, 3$.

Легко видеть, что выбор подстановки в виде (2.6), (2.7) удовлетворяет граничным условиям задачи. Подставим (2.6), (2.7) в (2.4), (2.5), разлагая G_i в ряды типа

$$G_i = 1 - \frac{\xi_i^2}{2i} + \sum \alpha_k^{(i)} \xi_i^{2k}$$

где $\alpha_k^{(i)}$ — известные коэффициенты, соответствующие при $i = 1$ разложению косинуса в степенной ряд, при $i = 2$ — разложению функции Бесселя нулевого порядка и т. д.

Сравнивая коэффициенты при одинаковых степенях ξ_i, получаем, в частности, для коэффициентов при ξ_i в нулевой степени

$$4\pi n_{0i} (n_{0+i} - n_{0i}) - a_0^{(i)} n_{0i} - a_1 n_{0i} n_{0+i} + a_2 n_{0i} = 0 \tag{2.8}$$

$$4\pi n_{0+i} (n_{0+i} - n_{0i}) + \frac{\mu}{\lambda} a_0^{(i)} n_{0+i} + \mu a_1 n_{0i} n_{0+i} - \mu a_2 n_{0i} = 0 \tag{2.9}$$

Аналогичным способом можно получить рекуррентные соотношения для коэффициентов p_k и q_k в (2.6), (2.7). В частности, при $i = 1$ (плоская симметрия) имеем (опуская для простоты индекс)

$$\begin{aligned} &\Bigg\{ \frac{(-1)^k [4\pi n_0 (n_{0+} - n_0)(2^{2k} - 1) - a_1 n_0 n_{0+} (2^{2k-1} - 1)]}{(2k)!} + A_k + (1 + 2k) B_k - \\ &- \frac{A_{k-1}}{2k-1} + \frac{1}{4\pi}(a_2 - a_1 n_{0+}) C_k + \frac{a_0 (2k+2)(2k+1)}{4\pi} C_{k+1} - a_1 n_0 D_k + \\ &+ \sum_{j=1}^{k-1} \Bigg[\left(\frac{(-1)^j}{(2j)!} + \frac{C_j}{4\pi n_0} \right) A_{k-j-1} + \frac{(-1)^j}{(2j)!} \left(1 + \frac{2(k-j-1)}{2j+1} \right) B_{k-j-1} - \frac{(-1)^j}{(2j+1)!} \frac{A_{k-j-2}}{2(k-j)-3} + \\ &+ \frac{2(k-j) A_{j-1}}{4\pi n_0 (2j-1)} C_{k-j} - \frac{(-1)^j n_{0+} a_1 C_{k-j-1}}{4\pi (2j)!} - \left(\frac{a_1 C_j}{4\pi} + \frac{(-1)^j}{(2j)!} a_1 n_0 \right) D_{k-j-1} \Bigg] \Bigg\} = 0 \end{aligned} \tag{2.10}$$

$$\begin{aligned} &\Bigg\{ \frac{(-1)^k [4\pi n_{0+} (n_{0+} - n_0)(2^{2k} - 1) + \mu a_1 n_0 n_{0+} (2^{2k-1} - 1)]}{(2k)!} + A_k^+ + (1 + 2k) B_k^+ - \\ &- \frac{A_{k-1}^+}{2k-1} + \frac{\mu a_1 n_0 C_k^+}{4\pi} - \frac{\mu a_0 (2k+2)(2k+1)}{4\pi\lambda} C_{k+1}^+ + (\mu a_1 n_{0+} - \mu a_2) D_k^+ + \\ &+ \sum_{j=1}^{k-1} \Bigg[\left(\frac{(-1)^j}{(2j)!} + C_j^+ \right) A_{k-j}^+ + \frac{(-1)^j}{(2j)!} \left(1 + \frac{2(k-j-1)}{2j+1} \right) B_{k-j-1}^+ + \frac{(-1)^k}{(2k+1)!} \frac{A_{k-j-2}}{2(k-j)-3} + \\ &+ \frac{A_{j-1}^+ 2(k-j) C_{k-j}^+}{(2j-1) 4\pi n_{0+}} + \left(\frac{\mu a_1 n_0 (-1)^j}{(2j)!\, 4\pi} + \mu a_1 D_j^+ \right) C_{k-j-1}^+ + \frac{(-1)^j}{(2j)!} \mu a_1 n_{0+} D_{k-j-1}^+ \Bigg] \Bigg\} = 0 \end{aligned} \tag{2.11}$$

Здесь

$$A_k = \pi^3 n_0 (q_{k-1} - p_{k-1}) - 4\pi n_{0+} (q_{k-2} - p_{k-2})$$

$$B_k = \pi^3 (n_{0+} - n_0) p_{k-1} - 4\pi (n_{0+} - n_0) p_{k-2}$$

$$C_k = \pi^3 p_{k-1} - 4\pi p_{k-2}, \quad D_k = {}^1\!/_4 \pi^2 q_{k-1} - q_{k-2}, \quad A_k^+ = \pi^3 n_{0+} (q_{k-1} - p_{k-1}) - 4\pi n_{0+} (q_{k-2} - p_{k-2}); \quad B_k^+ = \pi^3 (n_{0+} - n_0) q_{k-1} - 4\pi (n_{0+} - n_0) q_{k-2}$$

$$C_k^+ = \pi^3 q_{k-1} - 4\pi q_{k-2}, \quad D_k^+ = {}^1\!/_4 \pi^2 p_{k-1} - p_{k-2}$$

Так, например

$$p_1 = \frac{12\pi n_0 (n_{0+} - n_0) - a_1 n_0 n_{0+}}{3!\, a_0 \pi^2}, \qquad q_1 = -\frac{12\pi n_{0+} (n_{0+} - n_0) + \mu a_1 n_0 n_{0+}}{3!\, a_0 \mu \pi^2}$$

$$p^2 = \left[\frac{4}{\pi^2} - \frac{4\pi (n_{0+} - n_0)}{3!\, a_0} - \frac{a_2}{5 \cdot 6 a_0} - \frac{1}{6}\right] p_1 + \frac{a_1 n_0 n_{0+}}{3 \cdot 5 \cdot 6 a_0 \pi^2} - \frac{4\pi a_0 (q_1 - p_1)}{5 \cdot 6 a_0}$$

$$q_2 = \left[\frac{4\lambda}{\pi^2} + \frac{4\pi\lambda (n_{0+} - n_0)}{3!\, \mu a_0} + \frac{4\lambda a_1 n_0 \pi}{3!\, a_0} + \frac{\lambda}{6}\right] + \frac{4\lambda^2 a_2 p_1}{(5 \cdot 6)^2 \mu^2 a_0 \pi^2} + \frac{16\lambda^2 n_0 (q_1 - p_1)}{(5 \cdot 6)^2 \mu^2 a_0} + \frac{\lambda a_1 n_0 n_{0+}}{3!\, 5 \cdot 6 a_0 \pi^2}$$

Легко показать, что в условиях свободной диффузии, когда рекомбинацией и влиянием поля пространственного заряда можно пренебречь, коэффициенты рядов $p_k^{(i)}$ и $q_k^{(i)}$ стремятся к нулю и распределение концентрации электронов и ионов дается функцией

$$G_i\,(\xi_i) \qquad (i = 1,\ 2,\ 3)$$

Покажем теперь сходимость рядов, входящих в (2.6), (2.7), для случая $i = 1$ (плоская симметрия). Анализируя рекуррентные соотношения (2.10), (2.11), легко показать, что, начиная с некоторого номера $k \geqslant k_0$, имеет место неравенство $p_k < 4\pi^{-2} p_{k-1}$, откуда следует, что $p_k < (4\pi^{-2})^{n-1} p_\alpha$, где p_α — некоторое конечное число. Таким образом, для $k \geqslant k_0$ ряд (2.6) мажорируется степенным рядом с общим членом $(4\pi^{-2})^n x^{2n}$, имеющим радиус сходимости $^1/_2\pi$.

Следовательно, ряд (2.6) в рассматриваемой области сходится абсолютно. Аналогично доказывается сходимость ряда (2.7). Сходимость рядов (2.6), (2.7) при $i = 2$, 3 приводится аналогичными рассуждениями.

3. Система уравнений (2.8), (2.9) для n_{0+i}, n_{0i} — идентичная для всех значений i ($i = 1$, 2, 3), т. е. сохраняет свой вид при различных геометрических задачах. Характер геометрии при этом учитывается посредством величины Λ_i, входящей в $a_0^{(i)}$. Поэтому выводы, полученные ниже из анализа (2.8), (2.9), будут справедливы для любой рассматриваемой геометрии задачи.

Переходя в (2.8), (2.9) от безразмерных переменных и параметров к размерным и решая систему относительно N (0) и N_+ (0) при условиях

$$\mu = \frac{b}{b_+} \gg 1, \qquad \alpha \ll \alpha_0 = 4\pi e b \tag{3.1}$$

которые обычно всегда выполняются, получаем

$$1 - \frac{N_+(0)}{Z}\alpha - \frac{D_a}{Z\Lambda^2_i} - \frac{\alpha}{\alpha_0} \quad \left[1 - \frac{D}{Z\Lambda_i^2}\right]\left[1 - \frac{Z}{N_+(0)\alpha}\right] = 0 \tag{3.2}$$

$$\frac{N(0)}{N_+(0)} - \left[N_+(0) + \frac{\mu}{\lambda}\frac{D}{\alpha_0\Lambda_i^2}\right]\left[N_+(0) + \mu\frac{Z}{\alpha_0}\right]^{-1} \qquad \left(D_a = \frac{b_+ D + D_+ b}{b_+ + b}\right) \tag{3.3}$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии. Уравнение (3.2) есть условие стационарности, эквивалентное условию $\partial / \partial t = 0$, позволяющее при заданных параметрах z, α, D, D_+, b, b_+ и геометрии области, занимаемой плазмой, которая входит в условие стационарности, через диффузионную длину Λ_i вычислить концентрацию в центральной области. При определенных соотношениях между параметрами из (3.2), (3.3) могут быть получены частные виды условий стационарности для известных «чистых режимов».

Так, например, свободная диффузия

$$Z = \frac{D}{\Lambda_i^2}, \quad \frac{N(0)}{N_+(0)} = \frac{D_+}{D} \quad \text{при} \quad N_+(0) \ll \frac{D}{\alpha_0\Lambda_i^2}, \quad \frac{Z}{\alpha_0}$$

амбиполярная диффузия

$$Z = \frac{D_a}{\Lambda_i^2}, \quad N(0) \approx N_+(0) \quad \text{при} \quad \frac{D}{\alpha_0\Lambda_i^2}, \quad \frac{Z}{\alpha_0} \ll N(0) \ll \frac{Z}{\alpha_0}$$

В случае рекомбинационного режима

$$N(0) = N_+(0) = \frac{Z}{\alpha} \quad \text{при} \quad N \gg \frac{D}{\alpha_0\Lambda_i^2}, \quad \frac{Z}{\alpha_0}$$

При наличии переходных режимов от свободного диффузионного к амбиполярному диффузионному и от амбиполярного к рекомбинационному, нужно использовать общие выражения (3.2), (3.3).

Существенно отметить, что условия стационарности однозначно связывают с параметрами задачи лишь величину концентрации в нуле и не связаны непосредственно с видом функции распределения концентрации, которая может быть вычислена из рекуррентных соотношений. Обратимся теперь к условиям (3.1). Условие (3.1), как легко убедиться, производя оценки, всегда выполняется для плазмы, состоящей из электронов и ионов. Условие (3.1) согласно оценкам по известным данным о коэффициентах рекомбинации также должно выполняться почти во всех известных случаях. Однако если допустить возможность обратного условия

$$\alpha \gg \alpha_0 = 4\pi eb \tag{3.4}$$

что, вообще говоря, возможно в случае индуцированной фоторекомбинации в присутствии интенсивного поля излучения при высоких давлениях нейтрального газа, то в этом случае из уравнений для n_+ и n можно получить условие стационарности, аналогичное (3.4), т. е. режим стационарности должен быть всегда рекомбинационным независимо от величины максимальной концентрации электронов.

4. Перейдем теперь к анализу аналогичной стационарной задачи для случая, когда ионизация локализована в некотором эффективном объеме, а границы удалены практически на бесконечность. Локализация ионизации может быть учтена введением в уравнения (1.1) — (1.3) некоторого параметра распределения. Для сферически симметричной задачи введем такой фактор заменой Z на $Z \exp-(r / R_0)^2$, где R_0 — характерный размер области, в которой локализована ионизация. С помощью выкладок, аналогичных проведенным в пункте 2, получаем в этом случае систему уравнений, подобных системе уравнений (2.4), (2.5) для ограниченной задачи

$$4\pi n(n_+ - n) + \frac{C_0}{\eta^2}\frac{d}{d\eta}\left(\eta^2\frac{dn}{d\eta}\right) + \frac{4\pi}{\eta^2}\int_0^\eta t^2(n_+ - n)\,dt\,\frac{dn}{d\eta} - C_1 nn_+ + C_2 n \exp-(\eta^2) = 0 \tag{4.1}$$

$$4\pi n_+(n_+ - n) - \frac{\mu C_0}{\lambda\eta^2}\frac{d}{d\eta}\left(\eta^2\frac{dn_+}{d\eta}\right) + \frac{4\pi}{\eta^2}\int_0^\eta t^2(n_+ - n)dt\,\frac{dn_+}{d\eta} + C_1\mu nn_+ - \mu C_2 n \exp(-\eta^2) = 0 \tag{4.2}$$

где

$$\eta = \frac{r}{R_0}, \quad C_0 = \frac{D}{ebN_0R_0^2}, \quad C_1 = \frac{\alpha}{eb}, \quad C_2 = \frac{Z}{beN_n}$$

Ищем решение (4.1), (4.2), удовлетворяющее граничным условиям

$$n_+/_{\eta\to\infty} = n/_{\eta\to\infty} = 0$$

и условию ограниченности в нуле, в виде

$$n = e^{-\eta^2}(n_0 + \sum_{l=0} p_k\mu^{2k+4}), \qquad n_+ = e^{-\eta^2}(n_{0+} + \sum_{k=0} q_k\eta^{2k+4}) \tag{4.3}$$

Здесь n_0, n_{0+} — безразмерные концентрации электронов и ионов в начале координат. Подстановка (4.3) в (4.1), (4.2) с разложением $\exp(-\eta^2)$ в степенной ряд дает для концентрации в нуле уравнения, аналогичные (2.8), (2.9) для ограниченной задачи

$$4\pi n_0(n_{0+} - n_0) - 6C_0n_0 - C_1n_0n_{0+} + C_2n_0 = 0 \tag{4.4}$$

$$4\pi n_{0+}(n_{0+} - n_0) + 6\mu/\lambda C_0n_{0+} + \mu C_1n_0n_{0+} - \mu C_2n_0 = 0 \tag{4.5}$$

Совершенно аналогичным способом могут быть получены рекуррентные соотношения для коэффициентов рядов p_k и q_k в (4.3). Из (4.4), (4.5) при выполнении условий (3.1) в силу подобия (4.4), (4.5) и (2.8), (2.9) можно получить условия стационарности, аналогичные (3.2), (3.3), с той лишь разницей, что в данном случае роль диффузионной длины играет величина

$$\Lambda_\infty = {}^1/_6\, R \tag{4.6}$$

Численный коэффициент в (4.6) однозначно связан с выбором аппроксимации для распределения частоты ионизации.

Все выводы, полученные при исследовании режимов станционарности для ограниченной задачи баланса, естественно сохраняют свою силу и для данного случая с заменой Λ_i на Λ_∞.

Поступила 10 XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Allis W. P., Rose D. J. The transition from to Ambipolar Diffusion. N. Y., Phys. Rev., 1954, vol. 93, p. 84.
2. Сыргий А. С., Грановский В. Л. Скорость деионизации разреженного гелия в магнитном поле, ч. 2. Радиотехника и электроника, 1960, т. 5, вып. 9, стр. 1522.
3. Солунский В. И., Тиман Б. Л. Объемная рекомбинация при амбиполярной диффузии в плазме газового разряда. Ж. техн. физ., 1964, вып. 2, стр. 262.
4. Любимов Г. А., Михайлов В. Н. К анализу области возмущения плазмы вблизи электрода. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.