

$$j = en_0 U_{e0} = e \int_{\sqrt{\frac{2ej}{kT_e}}}^{\infty} V_x f(V) dV_x \quad (2)$$

где j - потенциал электрода относительно плазмы. Интегрируя (2) при $f(V)$, определяемом (1), получим:

$$j = eU_0 U_{e0} = \frac{en_0}{4} \left(\frac{8kT_e}{pm} \right)^{1/2} \left[e \left(\sqrt{\frac{je}{kT_e}} \frac{U_{e0}}{\sqrt{\frac{2kT_e}{m}}} \right)^2 + 2U_{e0} \sqrt{\frac{m}{2kT_e}} \int_{\sqrt{\frac{je}{kT} - U_{e0}} \sqrt{\frac{m}{2kT_e}}}^{\infty} e^{-x^2} dx \right] \quad (3)$$

Уравнение (3) решалось численно. Результаты показывают, что для $\frac{ej}{kT_e} \geq 1$ наши результаты близки к [1,2], что указывает на малую роль межэлектронных столкновений на электронный ток на электрод.

В области квазинейтральности использовались гидродинамические уравнения движения и уравнения непрерывности для электронов и ионов:

$$mU_e \frac{\partial U_e}{\partial x} + mU_i \frac{\partial U_i}{\partial x} + (kT_e + kT_i) \frac{\partial n}{\partial x} = \quad (4)$$

$$= -mU_e (n_{ea} + Z) - MU_i (n_{ia} + Z) \quad (4)$$

$$\frac{\partial(nU_i)}{\partial x} = \frac{\partial(nU_e)}{\partial x} = nZ \quad (5)$$

где Z - частота ионизаций, производимых одним электроном в единице объема; n_{ea}, n_{ia} - частота эффективных столкновений электронов и ионов с атомами; U_e, U_i - их дрейфовые скорости. На границе области возмущения принималось: $n = n_{\infty}; U_i = 0; U_e = U_{e\infty}$.

Система уравнений (4) - (5) решалась численно для ряда значений параметров:

$$a = \left(\frac{n_{ia}}{Z} + 1 \right); b = \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{n_{ea}}{Z} + 1 \right); \frac{U_{e0}}{\sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{m}}} = c$$

Кроме того, получены аналитические решения для значений концентрации на границе слоя.

При пониженных давлениях или небольших отбираемых электронных токах, когда выполняется соотношение $U_e a \gg U_i b$ имеем:

$$\frac{n_0}{n_{\infty}} = \left(\frac{1 + ac^2}{1 + a} \right)^{\frac{2a}{a+1}} \quad (6)$$

При обратном соотношении:

$$\left(\frac{n_0}{n_{\infty}} \right)^2 = c^2 + \frac{1}{4b^2 c^2} \approx c^2 \quad (7)$$

Значение электронной и ионной скорости на границе слоя определяется равенствами:

$$U_{e0} \approx \frac{n_{\infty}}{n_0} U_{e\infty}; \frac{MU_{i0}^2}{2} = (kT_e + kT_i) - \frac{mU_{e0}^2}{2} \quad (8)$$

Последнее соотношение указывает на появление двухтоковой неустойчивости и ограничению тока на электрод при

$$U_{e0} = \sqrt{\frac{kT_e}{m}}$$

Исследования, описанные в данной работе, были проведены в рамках проекта PZ-013-02 поддерживаемого совместно Американским фондом гражданских исследований и развития (АФГИР), Министерством образования РФ и правительством Республики Карелия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стаханов И.П., Щербин П.П. ЖТФ, 1969, т. 39, № 9, 1907.
2. Бакшт Ф.Г., Иванов В.Г., Мойжес Б.Я. ЖТФ, 1972, т. 42, № 5, 921.

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНАЯ ОБЛАСТЬ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ ПРИ БОЛЬШИХ ОТБИРАЕМЫХ ТОКАХ

Тихомиров А.А., Сысун В.И.

Петрозаводский государственный университет,
Петрозаводск

При теоретическом рассмотрении слоя у электрода, внесённого в плазму, часто бывает удобно разделять его непосредственно на слой объёмного заряда и квазинейтральную область, в которой релаксируют параметры плазмы [1]. Точное кинетическое решение задачи в общем случае невозможно, а применяемые приближенные методы решения кинетического уравнения также весьма сложны и часто не отражают реальную ситуацию.

В работе [2] проведен расчет слоя через моменты функции распределения без учета инерциального члена.

В данной работе предлагается расчет квазинейтральной области слоя на основе мгд-приближения с учетом инерциального члена. Рассматривался слой у плоского неземитирующего электрода в достаточно плотной плазме в стационарном случае (для другой геометрии электродов решение аналогично). Для расчета использовались уравнения Эйлера для движения электронов и ионов, уравнения непрерывности частиц и тока в предположении $n_e = n_i = n$ и однородности температуры электронов T_e и ионов T_i в области:

$$nmV_e \frac{\partial V_e}{\partial x} = -eEn - kT_e \frac{\partial n}{\partial x} - nm n_{ei} (V_e - V_i) - nmV_e (n_{ea} + Z) \quad (1)$$

$$nMV_i \frac{\partial V_i}{\partial x} = eEn - kT_i \frac{\partial n}{\partial x} + \quad (2)$$

$$+ nm n_{ei}(V_e - V_i) - nMV_i(n_{ia} + Z)$$

$$\frac{\partial n V_e}{\partial x} = \frac{\partial n V_i}{\partial x} = nZ \left(1 - \frac{n^{k-1}}{n_0^k} c\right);$$

где $c = \frac{n_0^c a_k}{Z}$; (3)

$$j = en(V_i - V_e) = const \quad (4)$$

где Z – эффективная частота ионизации на один электрон, n_{ei}, n_{ea}, n_{ia} – эффективные частоты столкновения электронов, ионов, и атомов друг с другом. Движением атомов пренебрегалось. В последних членах уравнения (1) и (2) учитывается нулевая начальная скорость электронов и ионов при ионизации, что существенно при малых частотах столкновений n_{ea}, n_{ia} . Граничные условия между невозмущенной плазмой и квазинейтральной областью возмущения записывались в виде: $x = 0, V_i = 0, n = n_0, V_e = V_{e0}$. Сложим уравнения (1) и (2) и перейдем к безразмерным переменным, получим:

$$\frac{\partial h}{h \partial x} = - \frac{(a+1)U_i + cU_e}{1 - U_e^2 - U_i^2} \quad (5)$$

$$\frac{\partial U_i}{h \partial x} = \frac{1 + aU_i^2 + cU_i U_e - U_e^2}{1 - U_e^2 - U_i^2} \quad (6)$$

$$U_e = \sqrt{\frac{m}{M}} U_i - \frac{U_{e0}}{h} \quad (7)$$

где

$$U_i = \frac{V_i}{V_0}, \quad U_e = \sqrt{\frac{m}{M}} \frac{V_e}{V_0}, \quad a = \frac{n_{ia}}{Z} + 1,$$

$$c = \left(\frac{n_{ea}}{Z} + 2\right) \sqrt{\frac{m}{M}}, \quad x = \frac{xZ}{V_0},$$

$$h = \frac{n}{n_0}, \quad V_0 = \sqrt{\frac{k(T_e + T_i)}{M}} \text{ – ионная скорость звука.}$$

Граничные условия записываются в виде $x = 0, U_i = 0, n = 1, U_e = U_{e0}$. Границу области квазинейтральности и слоя объемного заряда определяли из уравнения (5), при $\frac{\partial h}{\partial x} \rightarrow \infty \quad U_{is}^2 + U_{es}^2 = 1$.

Система уравнений (5)-(7) решалась численно для различных значений $\sqrt{\frac{m}{M}}, a$, и c . В таблице 1 при-

ведены результаты расчета для одного набора этих параметров, а именно дрейфовые скорости электронов и ионов, концентрация на границе с объемным зарядом и длина области квазинейтральности в зависимости от величины отбираемого тока из плазмы.

При некоторых значениях параметров a и c возможны частные решения. В случае низких давлений или малых отбираемых токов $cU_e \ll aU_i$ решение уравнений (5) – (7) имеет вид:

$$h_s = \left(\frac{1 + aU_{e0}^2}{1 + a} \right)^{\frac{a+1}{2a}} \quad (8)$$

$$U_{is} = 1 - U_{e0}^2 \left(\frac{1 + a}{1 + aU_{e0}^2} \right)^{\frac{a+1}{a}} \quad (9)$$

При $U_e \rightarrow 0$ решение (8) совпадает с полученным в работе [3]. Для $a \gg 1$, что соответствует случаю высоких давлений, выражение для концентрации частиц равняется:

$$(a+1)h_s^2 + 2cU_{e0} \sqrt{h_s^2 - U_{e0}^2} = 1 + aU_{e0}^2 + 2U_{e0}^2 \ln h_s \quad (10)$$

Анализ этих решений показал, что с точностью менее 1%, можно пользоваться следующими выражениями:

$$h_s^{\frac{2a}{a+1}} = \frac{1 + aU_{e0}^2}{a+1} - \frac{2c^2 U_{e0}^2}{(a+1)^2} \quad (11)$$

$$\cdot \left(\sqrt{1 + \frac{(1+a)}{c^2 U_{e0}^2} (1 - U_{e0}^2 + U_{e0}^2 \ln U_{e0}^2 - 1)} \right)$$

$$U_{is} = \sqrt{1 - \frac{U_{e0}^2}{h_s^2}}; \quad U_{es} = \sqrt{\frac{m}{M}} U_{is} + \frac{U_{e0}}{h_s} \quad (12)$$

Граничное условие между квазинейтральной областью и слоем объемного заряда в обычных переменных имеет вид:

$$mV_{es}^2 + MV_{is}^2 = k(T_e + T_i) \quad (13)$$

При малых электронных токах это выражение переходит в известный критерий Бома. Полученные решения показывают, что с увеличением электронного тока, отбираемого из плазмы, поток ионов уменьшается, то есть электроны начинают меньше ускорять ионы. Концентрация заряженных частиц на границе слоя объемного заряда увеличивается, а толщина области квазинейтральности уменьшается. Данный факт на наш взгляд имеет важное значение для зондовой диагностики и приэлектродных процессов.

Таблица 1. Результаты численного расчета системы (5) – (7) при $a = 1, c = 1, \sqrt{\frac{m}{M}} = 0,01$.

| $U_{e0} = 0,01$ | | | | $U_{e0} = 0,1$ | | | |
|-----------------|--------|--------|---------|----------------|--------|--------|--------|
| x | U_e | h | U_i | x | U_e | h | U_i |
| 0,01 | 0,0101 | 1,000 | 0,0099 | 0,01 | 0,1 | 1,00 | 0,009 |
| 0,1 | 0,0111 | 0,990 | 0,101 | 0,1 | 0,102 | 0,99 | 0,0996 |
| 0,2 | 0,0125 | 0,959 | 0,206 | 0,2 | 0,106 | 0,96 | 0,205 |
| 0,3 | 0,0142 | 0,907 | 0,321 | 0,3 | 0,114 | 0,91 | 0,32 |
| 0,4 | 0,0166 | 0,828 | 0,456 | 0,4 | 0,126 | 0,83 | 0,46 |
| 0,5 | 0,0207 | 0,707 | 0,643 | 0,5 | 0,149 | 0,70 | 0,65 |
| 0,571 | 0,030 | 0,500 | 0,9995 | 0,5694 | 0,2078 | 0,5049 | 0,9782 |
| -0,01 | 0,0099 | 1,000 | -0,01 | -0,01 | 0,0999 | 1,00 | -0,011 |
| -0,1 | 0,0091 | 0,990 | -0,101 | -0,1 | 0,100 | 0,99 | -0,102 |
| -0,2 | 0,0084 | 0,959 | -0,206 | -0,2 | 0,102 | 0,96 | -0,207 |
| -0,3 | 0,0078 | 0,907 | -0,321 | -0,3 | 0,107 | 0,91 | -0,322 |
| -0,4 | 0,0075 | 0,828 | -0,457 | -0,4 | 0,117 | 0,83 | -0,46 |
| -0,5 | 0,0077 | 0,707 | -0,643 | -0,5 | 0,136 | 0,702 | -0,65 |
| -0,571 | 0,01 | 0,500 | -0,999 | -0,5694 | 0,1882 | 0,5049 | -0,981 |
| $U_{e0} = 0,2$ | | | | $U_{e0} = 0,5$ | | | |
| x | U_e | h | U_i | x | U_e | h | U_i |
| 0,01 | 0,200 | 1,00 | 0,008 | 0,01 | 0,50 | 1,00 | 0,005 |
| 0,1 | 0,203 | 0,99 | 0,099 | 0,1 | 0,51 | 0,99 | 0,096 |
| 0,2 | 0,211 | 0,96 | 0,204 | 0,2 | 0,53 | 0,94 | 0,21 |
| 0,3 | 0,225 | 0,90 | 0,320 | 0,3 | 0,58 | 0,87 | 0,33 |
| 0,4 | 0,250 | 0,82 | 0,45 | 0,4 | 0,72 | 0,70 | 0,52 |
| 0,5 | 0,300 | 0,68 | 0,66 | 0,412 | 0,806 | 0,625 | 0,592 |
| 0,5446 | 0,3911 | 0,5199 | 0,9192 | | | | |
| -0,01 | 0,200 | 1,0 | -0,012 | -0,01 | 0,5 | 1,00 | -0,15 |
| -0,1 | 0,20 | 0,99 | -0,10 | -0,1 | 0,51 | 0,99 | -0,11 |
| -0,2 | 0,21 | 0,96 | -0,21 | -0,2 | 0,53 | 0,95 | -0,21 |
| -0,3 | 0,22 | 0,90 | -0,32 | -0,3 | 0,57 | 0,87 | -0,34 |
| -0,4 | 0,24 | 0,82 | -0,46 | -0,4 | 0,71 | 0,70 | -0,53 |
| -0,5 | 0,29 | 0,68 | -0,67 | -0,412 | 0,794 | 0,625 | -0,608 |
| -0,5446 | 0,3782 | 0,5206 | -0,9257 | | | | |

Исследования, описанные в данной работе, были проведены в рамках проекта PZ-013-02 поддерживаемого совместно Американским фондом гражданских исследований и развития (АФГИР), Министерством образования РФ и правительством Республики Карелия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ф.Г. Бакшт, В.Г. Юрьев. ЖТФ, вып., 49, 905-944 стр. 1979 г.
2. Е.Г. Виноградов, П.П. Щербин. Препринт. Физико-энергетический институт, Обнинск. 991, 1-14 1980 г.
3. В.И. Сысун. Физика плазмы, 4, 931-937, 1978 г.

Химические науки

ПОЛЯРОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСООБРАЗОВАНИЯ ЕВРОПИЯ(II) И ЕВРОПИЯ(III) С ТРАНС-1,2- ДИАМИНОЦИКЛОГЕКСАН-N,N'-ДИАНТАРНОЙ КИСЛОТОЙ

Андреев С.В., Горелов И.П.

Тверской государственный университет,
Тверь

В литературе имеются ограниченные сведения о комплексообразовании редкоземельных элементов

(РЗЭ) с комплексонами, содержащими в качестве кислотных заместителей фрагменты дикарбоновых кислот [3, 4]. Информация же об устойчивости комплексов, образованных этими элементами в аномальных степенях окисления, представлена лишь единственной статьей [1].

В настоящей работе представлены результаты полярографического исследования комплексообразования Eu(III) и Eu(II) с транс-1,2- диаминоциклогексан-N,N'-диянтарной кислотой (ДАЦДЯК, H₄L).

ДАЦДЯК была синтезирована нами с помощью метода, описанного ранее [2] и состоящего в конден-