

04;09
©1995

ЗАРЯДКА И ЭКРАНИРОВКА МИКРОЧАСТИЦ В ПРИЭЛЕКТРОДНОМ СЛОЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

В.А.Швейгерт

В высокочастотном (ВЧ) разряде, используемом в микроэлектронных технологиях осаждения и травления пленок, часто присутствуют частицы микронных и субмикронных размеров, существенно влияющие на характеристики разряда. Открытие упорядоченного пространственного расположения частиц в ВЧ разряде [1-3] вызывает дополнительный интерес к исследованию поведения микрочастиц. Зарядка и экранировка поля микрочастиц в квазинейтральной плазме исследовались в ряде работ (см., например, [4,5]). При характерных радиусах частиц $R_p = 5-15$ мкм, рассматриваемых в работах [1-3], вследствие действия силы тяжести частицы располагаются не в квазинейтральной плазме, а в приэлектродном слое. Ниже при помощи численного моделирования исследуется скорость зарядки частицы ионами и экранирование поля частицы.

В собственном газе рассеяния ионов определяется резонансной перезарядкой с довольно большими сечениями $\sigma = 1^{-15} - 10^{-14}$ см². Даже при высокой напряженности поля E средняя энергия ионов $U_i \approx T + eE\lambda$ ($\lambda = 1/N\sigma$ — длина свободного пробега, N, T — плотность и температура газа) невелика и рассеяние существенно на характерном радиусе действия eZ/U_i поля частицы с зарядом Z . Так, для условий эксперимента [3], которые ниже и будут использоваться в качестве примера, $R_p \approx 10$ мкм, $\lambda \approx 10^{-2}$ см и при потенциале частицы $U_p = 10-20$ В радиус действия поля частицы превышает длину свободного пробега ионов вплоть до энергий $U_i = 1-2$ эВ. Поэтому для определения плотности ионов n естественно использовать диффузионно-дрейфовое приближение

$$\operatorname{div}(\mu E n - \mu T \nabla n) = 0, \quad (1)$$

где $\mu = 0.332e\lambda M^{-1/2}(T + 9\pi^2 eE\lambda/512)^{-1/2}$ — подвижность ионов с массой M [6]. В области сильных полей непосредственно около частицы диффузионно-дрейфовое приближение неприменимо, однако это не должно сильно сказываться

на скорости зарядки частиц. Ионы, испытавшие перезарядку в потенциальной яме частицы и имеющие отрицательную полную энергию, как правило, в конечном итоге приходят на частицу [7]. Периферия потенциальной ямы, где вполне корректно использовать уравнение (1), ввиду большого объема дает основной вклад в скорость захвата ионов и экранирование поля частицы.

Для анализа применимости диффузионно-дрейфового приближения методом Монте-Карло проводилось моделирование движения ионов аргона с учетом резонансной перезарядки при $\lambda = 10^{-2}$ см. Рассматривалась цилиндрическая область с радиусом $R = 0.1$ см, в центре которой размещалась частица. На левой границе области ($z = 0$) задавался ионный поток с концентрацией частиц $n_0 = 10^8$ см $^{-3}$, температурой $T = 0.026$ эВ и направленной скоростью $\mu_0 E_0 = \mu(E_0)E_0$, где E_0 — напряженность внешнего поля, которое считалось однородным. Правая граница ($z = 0.5$ см) соответствовала абсолютно поглощающему электроду. Боковые стенки ($r = R$) считались идеально отражающими.

В отсутствие объемных зарядов дивергенция электрического поля равна нулю, и, пренебрегая диффузией ионов, можно получить аналитическое решение $n = n_0 \mu_0 / \mu(E)$ уравнения (1) для траекторий ионов, начинающихся на границе ($z = 0$). Поле на поверхности частицы значительно больше внешнего, и плотность потока ионов на частицу дается выражением

$$j_p = n_0 \mu_0 U_p / R_p, \quad (2)$$

которое соответствует результатам конечно-разностного решения уравнения (1) в пределах нескольких процентов. Отличие от результатов моделирования методом Монте-Карло более значительно и возрастает с уменьшением характерного радиуса потенциальной ямы частицы (рис. 1). В неоднородных полях, которые слабо меняются на размерах потенциальной ямы частицы, по-прежнему можно применять выражение (2), используя в качестве n_0 , μ_0 значения концентрации и подвижности ионов в месте расположения частицы. При этом погрешность соотношения (2) примерно такая же, как и в однородном поле. В неоднородном поле около частицы дрейфовое приближение дает завышенную оценку направленной скорости ионов и при неизменном потоке ионов занижает их концентрацию. В результате частичной взаимной компенсации погрешностей в определении полного потока и направленной скорости ионов диффузионно-дрейфовое приближение для радиального профиля концентрации ионов также неплохо согласуется с результатами расчетов методом Монте-Карло (рис. 2). Вследствие ухода части ионов на микрочасти-

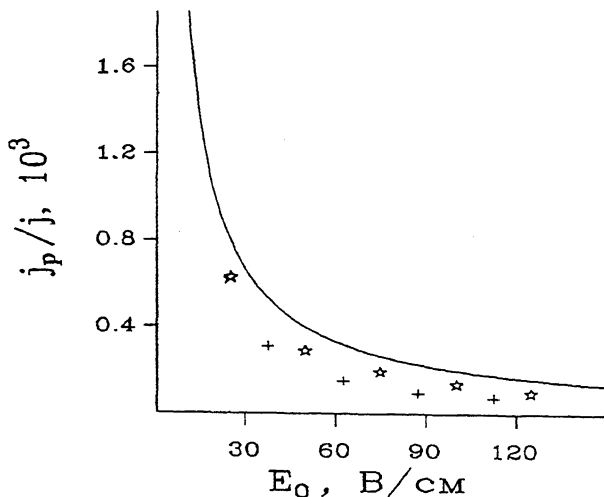


Рис. 1. Зависимость от напряженности внешнего поля отношения средней плотности потока ионов на частицу (j_p) к плотности потока на границе слоя (j). *Сплошная линия* — выражение (2), *звездочки и крестики* — результат расчетов методом Монте-Карло для $R_p = 10$ мкм, $U_p = 20$ В, и $R_p = 5$ мкм, $U_p = 10$ В соответственно.

цу, концентрация ионов за частицей падает, поэтому на периферии потенциальной ямы концентрация ионов меньше средней концентрации n_0 . Таким образом, для больших частиц $R_p \gg eE\lambda^2/U_p$ диффузионно-дрейфовое приближение для описания движения ионов вполне приемлемо.

В квазинейтральной плазме на больших расстояниях межчастичные силы хорошо описываются законом Лебая-Хюккеля [5]. Для частиц, находящихся в приэлектродном слое, следует ожидать сильного отклонения от обычного закона экранирования. При анализе потенциала частицы будем использовать стандартные приближения теории приэлектродного слоя ВЧ разряда [8]. Считаем, что электроны имеют максвелловское распределение с некоторой температурой T_e , а ионы движутся в среднем по периоду потенциала ϕ_a , запишем следующую систему уравнений:

$$\Delta\phi = 4\pi e \left(n_0 \exp\left(\frac{\phi - \phi_0}{T_e}\right) - n \right), \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(\mu n \nabla \phi_a - \mu T \nabla) = q, \quad (4)$$

где q — скорость ионизации, которая считается постоянной в слое. На границе плазмы со слоем ставятся условия $n(z=0) = n_0$, $\phi(z=0) = \phi_0 = U_0(1 - \cos(2\pi f_0 t)) + U_1$, где

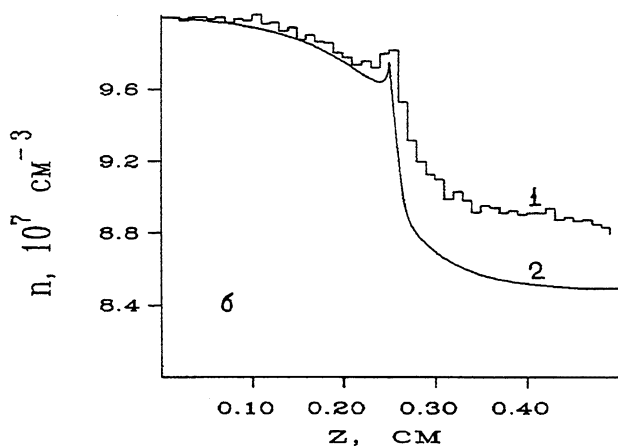
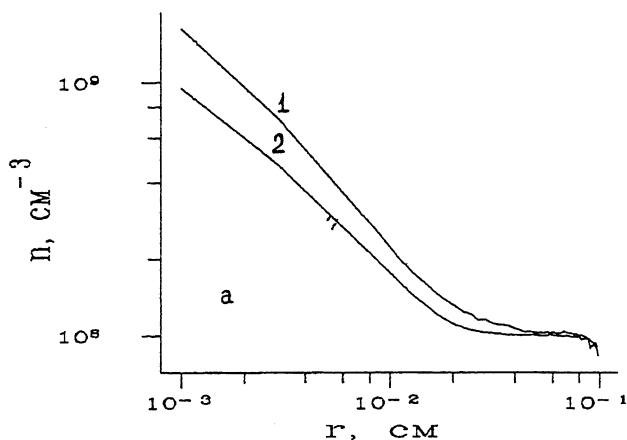


Рис. 2. Усредненное по углам радиальное распределение (а) и усредненное по радиусу продольное распределение (б) плотности ионов, полученное методом Монте-Карло (1, гистограмма) и в диффузионно-дрейфовом приближении (2) при напряженности внешнего поля 50 В/см, радиусе частицы 10 мкм и потенциале поверхности 20 В.

параметры U_0 , U_1 находятся из равенства средних за период потоков электронов и ионов на катод и заданного среднего потенциала плазмы относительно электродов. Потенциал электрода $\phi(z = d)$ равняется нулю, ионы идеально поглощаются электродом и поверхностью частицы. Рассматривается аксиально-симметричная задача. Нормальная компонента производной потенциала и плотности ионов

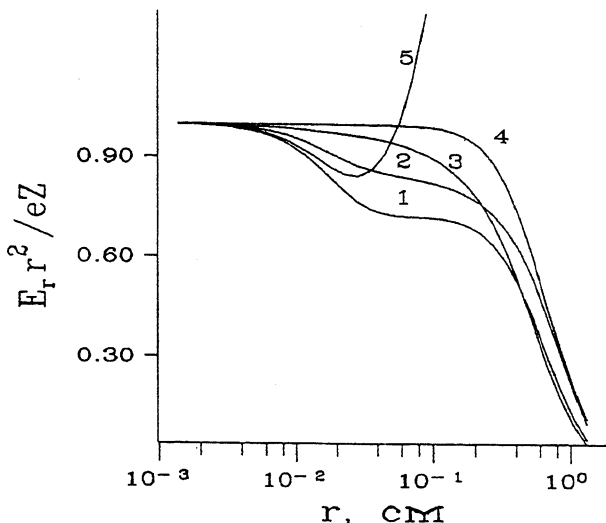


Рис. 3. Радиальная компонента напряженности электрического поля при $z = z_p$ для различных положений частицы $z_p = 0.25$ см (1, 4, 5), $z_p = 0.5$ см (2) и $z_p = 0.75$ см (3). Кривая 4 соответствует случаю поля частицы, экранированного только зарядами изображения, а кривая 5 — экранированию зарядами изображения и объемным ионным зарядом без учета экранировки электронами.

на боковых стенках ($r = R$) расчетной области равняется нулю. Частица радиусом $R_p = 10$ мкм с потенциалом поверхности $U_p = 10$ В размещалась на оси расчетной области на различных расстояниях z_p от границы плазмы со слоем. Решение системы уравнений (3), (4) находилось при помощи итераций на неравномерной прямоугольной сетке, сгущающейся около частицы. Приведенные ниже результаты получены при следующих параметрах: $n_0 = 10^9$ см $^{-3}$, $d = 1$ см, $U_0 = U_1 = 20$ В, $T_e = 5$ эВ, $R = 5$ см, $\lambda = 10^{-2}$ см, $q = 10^{13}$ см $^{-3} \cdot$ с $^{-1}$, соответствующих условиям эксперимента [3].

Для характерных расстояний между частицами $a = 0.05-0.2$ см аксиальное поле в приэлектродном слое значительно больше поля частицы, и нас будет интересовать радиальное поле, ответственное за упорядочение частиц. На рис. 3 представлены результаты, демонстрирующие отклонение от кулоновского закона. Экранирование заряда происходит только на небольших расстояниях от частицы. Затем в некотором диапазоне изменения радиуса поле снова ведет себя как кулоновское, но уже с другим эффективным зарядом. На больших расстояниях отклонение от кулоновского закона вызвано зарядами изображения в плазме

и в электроде. В асимптотике $r \gg d$ поле спадает экспоненциально. Экранировка поля частицы ионным зарядом определяется двумя эффектами. На малых расстояниях от частицы плотность ионов увеличивается (рис. 2), что ведет к экранированию заряда частицы. Вследствие поглощения частицей части ионного потока, в тени за частицей ($z_p < z < d$) концентрация ионов меньше средней концентрации в слое, поэтому на расстояниях, больших эффективного радиуса потенциальной ямы, поле частицы не экранируется ионами, а, наоборот, увеличивается (рис. 3, кривая 5). Лебаевский радиус для электронов составляет 0.05–0.1 см, и экранировка электронами компенсирует этот эффект. В целом экранировка заряда частицы объемным зарядом незначительна $\leq 50\%$, и в типичных условиях $a \ll d$ можно ограничиться кулоновским законом взаимодействия.

Работа осуществлена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-03326).

Список литературы

- [1] *Chu J.H., Lin I.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 4009–4012.
- [2] *Thomas H., Morfill G.E., Demmel V., Goree J., Feuerbacher B., Möhlmann D.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. P. 652–655.
- [3] *Melzer A., Trottenberg T., Piel A.* // Phys. Lett. A. 1994. V. A191. P. 301–308.
- [4] *Goree J.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 277–280.
- [5] *Choi S.J., Kushner M.J.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 3351–3357.
- [6] *Мак-Даниель И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976. 422 с.
- [7] *Schweigert V.A., Zhilyaev M.I.* // Proc. XXI ICPIG. 1993. P. 397–398.
- [8] *Riemann K.U.* // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. P. 999–1004.

Институт теоретической
и прикладной механики
СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
10 января 1995 г.