

01; 04; 09

© 1992

О МЕХАНИЗМЕ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ СЛОЕВ В ВЧ РАЗРЯДЕ

А. М. Б у д я н с к и й

В последнее время растет интерес к изучению приэлектродных слоев в ВЧЕ разряде, играющих важную роль в формировании стационарных полей и потоков ускоренных частиц [1, 2]. Для упрощения численного счета при моделировании ВЧЕ разряда в целом [3, 4] целесообразно построение простой, аналитически разрешимой модели слоя, описывающей его ВЧ импеданс и стационарные поля в нем.

В литературе сложилось два принципиально различных подхода к описанию стационарных полей в ВЧ разряде и к пониманию механизма приэлектродных слоев: 1) образование приэлектродных слоев положительного пространственного заряда вследствие пространственных осцилляций подвижных электронов в ВЧ поле [5, 6] и 2) выпрямление ВЧ тока на нелинейной проводимости приэлектродных ленгмюровских слоев [7, 8].

В подходе [6] реальный профиль плотности плазмы $n(z)$ заменяется модельным (см. рис. 1, а, 1), что позволяет совместно решить уравнение Пуассона и одномерное уравнение движения электронов в приближении подвижности. Ионы в модели [6] покоятся и однородно с плотностью n_0 заполняют межэлектродную область $0 \leq z \leq L$.

В настоящей работе построена модель приэлектродных слоев, позволяющая не только распространить результаты работы [6] в область низких давлений, где приближение подвижности для электронов неприменимо, но и учесть влияние на ВЧ импеданс разряда проводимости приэлектродных ленгмюровских слоев по постоянному току. Получен комплекс экспериментальных данных о параметрах ВЧЕ разряда, с которым проведено детальное сравнение модели.

Распространить результаты работы [6] в область низких давлений можно, заметив, что задача в такой постановке имеет более общее решение без ограничений на характер движения электронов, что отмечается в частности в [9, 10]. В случае произвольного соотношения между частотой соударений электронов с нейтралами ν и частотой внешнего поля ω смещение $\Delta(t)$ границы электронного облака описывается уравнением движения вида:

$$\ddot{\Delta}(t) + \nu \dot{\Delta}(t) = \frac{e U(t)}{m_e L} - \omega_{pe}^2 \frac{2\Delta_0}{L} \Delta(t), \quad (1)$$

где e, m_e - заряд и масса электрона; $U(t) = U_0 \exp(i\omega t)$ - ВЧ напряжение, приложенное к электродам; L - расстояние между ними; Δ_0 - амплитуда смещения $\Delta(t)$; ω_{pe} - электронная плазменная частота; $\omega_{pe}^2 \frac{2\Delta_0}{L} \equiv \omega_0^2$. Правая часть уравнения (1) получена интегрированием уравнения Пуассона совместно с граничными условиями $\varphi(0, t) = 0$, $\varphi(L, t) = U(t)$ и модельным профилем плотности плазмы (см. рис. 1, а, I).

Решение уравнения (1) сводится к нахождению корней алгебраического уравнения

$$X = X_0 \frac{2d}{L} \left[(X-1)^2 + \gamma^2 \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где $X = \frac{\omega_0^2}{\omega^2}$, $X_0 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, $\gamma = \frac{v}{\omega}$ $d = \frac{eU_0}{m_e L \omega^2}$ -

амплитуда осцилляций электронов в вакууме. Полный комплексный ток $J(t)$, фаза тока θ и стационарный потенциал плазмы V_p описываются выражениями:

$$J(t) = \frac{S\omega U(t)}{4\pi L} \left[i + \frac{(X_0 - X)}{\gamma + i(1 - X)} \right], \quad (3)$$

$$\theta = \arctg \left[\frac{(X-1)^2 + \gamma^2 + (X_0 - X)(X-1)}{\gamma(X_0 - X)} \right], \quad (4)$$

$$V_p = (1 - \alpha) \frac{U_0}{2} \frac{X}{\sqrt{(X-1)^2 + \gamma^2}}, \quad (5)$$

где S - площадь электрода, а $\alpha \approx 0.25$ для данного модельного профиля плотности плазмы (см. рис. 1, а, I). Все выражения указывают на наличие последовательного резонанса на частоте ω_0 собственных колебаний электронного облака в системе.

Для проверки модели автором были экспериментально измерены значения ширины приэлектродных слоев δ , плотности плазмы n_0 на границе слоя (рис. 1, б), стационарного потенциала плазмы V_p , амплитуды J_0 и фазы θ (точки на рис. 2) ВЧ тока в плоском симметричном плазменном конденсаторе. Измерения проводились в ВЧЕ разряде в воздухе при различных расстояниях L между электродами в диапазоне давлений $p = 10^{-2} - 5$ Тор на частоте генератора 16.4 МГц. Результаты расчетов по полученным формулам показаны кривыми 1 на рис. 2. Сравнение расчетов с экспериментальными данными показывает, что модель с однородно распределенными ионами существенно занижает значение ширины приэлектродного слоя. Отсюда следует, что в модели ВЧ импеданса разряда необходимо учитывать влияние на профиль плотности плазмы ускоренного движения положительных ионов в приэлектродном падении стационарного потенциала V_p . Вследствие такого движения концентрация ионов резко спадает в слоях и направлениях к электродам.

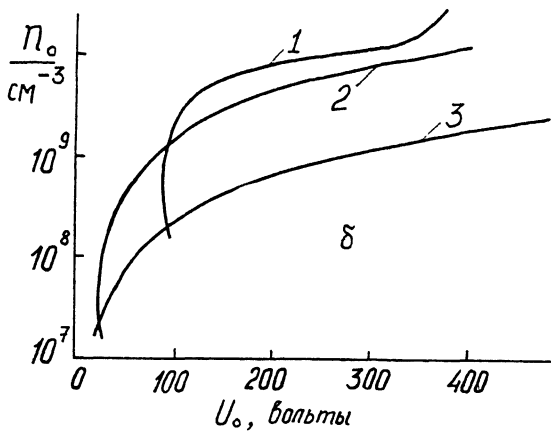
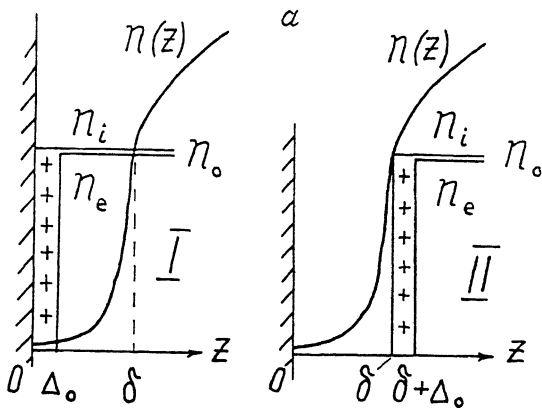


Рис. 1. а) Реальный $n(z)$ и модельный n_i , n_e профили плотности плазмы в простой (I) и модифицированной (II) модели. Электронная плотность n_e показана в среднем положении. б) Экспериментальные зависимости значения плотности плазмы на границе слоя n_0 от амплитуды ВЧ напряжения U_0 . Кривая 1 - $L = 3.4$ см, $P = 1.4$ Тор, кривая 2 - $L = 1.4$ см, $P = 0.22$ Тор, кривая 3 - $L = 5.4$ см, $P = 0.04$ Тор.

Если пренебречь вкладом незначительной концентрации зарядов вблизи электродов в ВЧ импеданс разряда, то неоднородность профиля ионной плотности в задаче можно учесть введением в модельный профиль плотности плазмы зазоров (см. рис. 1, а, II). Зазоры имеют ширину δ , связанную с падением потенциала в слоях V_p и плотностью ионного тока в них $j_i = n_0 U_{oi}$ соотношением [11], аналогичным закону „трех вторых“ Чайльда-Ленгмюра:

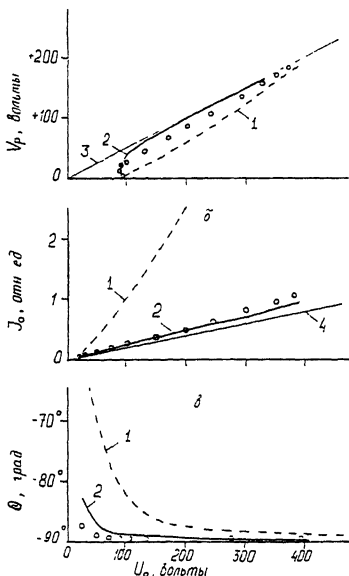


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и вычисленные в простой (кривые 1) и модифицированные (кривые 2) модели значения фазы ВЧ тока $\theta(U_0)$ его амплитуды $J_0(U_0)$ и потенциала плазмы $V_p(U_0)$ для случаев: а) $L = 3.4$ см, $P = 1.4$ Тор; б) $L = 1.4$ см, $P = 0.22$ Тор; в) $L = 5.4$ см, $P = 0.04$ Тор. Прямая J_c соответствует амплитуде тока разрядного устройства в отсутствие плазмы.

$$V_p = \frac{6}{5} \left(\frac{eM_i}{2} \cdot \frac{\delta + \lambda_i}{\lambda_i} \right)^{1/3} (6\pi j_i)^{2/3} \left(\frac{\delta + \lambda_i}{2\delta + \lambda_i} \right) \delta^{4/3} = F(n_0, \delta), \quad (6)$$

где M_i - масса иона, λ_i - длина его свободного пробега в газе. Функция F явно выражается через n_0 в предположении, что начальная скорость ионов v_{oi} , влетающих из квазинейтральной плазмы в слой, равна $\left[\frac{kT_e}{M_i} \cdot \frac{\lambda_i}{\lambda_i + \delta} \right]^{1/2}$, где T_e - температура электронов.

Модифицированная задача сводится к нахождению корней уравнения:

$$X = X_0 \frac{2d}{L} \left[(X-1)^2 + \gamma^2 \right]^{-1/2} + X_1 \left[\frac{X}{\sqrt{(X-1)^2 + \gamma^2}} \right]^{3/4}, \quad (7)$$

где $\chi_1 = \chi_0 \frac{2\delta_0}{L}$, а δ_0 находится из $\frac{1}{2}U_0 = F(n_0, \delta)$. За исключением коэффициента α в формуле (5), близкого к нулю в модифицированной модели, выражения (3)–(5) имеют прежний вид, только в качестве X берутся решения уравнения (7). Модифицированная модель значительно лучше согласуется с экспериментом. Наилучшее согласие наблюдается при расчетах для атомарных ионов азота N^+ (кривые 2 на рис. 2), для которых совпадает вычисленная и экспериментально наблюдаемая в воздухе ширина слоя. Для преобладающих в разряде молекулярных ионов N_2^+ согласие несколько хуже, поскольку для них формула (6) дает заниженные в 1.3–1.4 раза значения δ . Поэтому одним из путей уточнения модели является подбор коэффициента в (6), учитывающего, что вследствие проникновения электронов в ВЧ приэлектродный слой его ширина может превышать диктуемое законом „трех вторых“ значение [12].

Таким образом, учет закона Чайльда–Ленгмюра для ширины приэлектродного слоя в модели ВЧ импеданса разряда позволяет объединить подходы [5] и [7], а также значительно улучшить согласие модели с экспериментом. Модель связывает напряжение $U(t)$ с величиной напряженности ВЧ поля в объеме плазмы и может давать хорошее начальное приближение при численном моделировании разряда. Выражения (3)–(5) дают простые оценки параметров разряда (n_0 , V_p и δ) по электрическим измерениям J_0 и θ во внешней цепи.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Metzger A., Ernie D.W. and Oskam H.J. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 3. P. 993–998.
- [2] Viehler S. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 4. P. 317–320.
- [3] Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. В. 2. С. 218–226.
- [4] Бойко В.В., Манкелевич Ю.А. и др. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. В. 2. С. 218–225.
- [5] Левитский С.М. // ЖТФ. 1957. Т. 27. В. 5. С. 1001–1009.
- [6] Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987. 150 с.
- [7] Годяк В.А., Кузовников А.А. // Физика плазмы. 1975. Т. 1. В. 3. С. 496–500.
- [8] Köhler K., Soburn J.W. et al. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 1. P. 59–66.
- [9] Будянский А.М. Ш Всес. конф. по физике газового разряда. Тез. докл., Киев, 1986. Т. 1. С. 83–85.
- [10] Пашенко А.В., Смердов Б.И. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. В. 8. С. 996–999.

- [11] Б у д я н с к и й А.М. П Всес. сов. „Высокочастотный разряд в волновых полях“. Тез. докл., Куйбышев, 1989. С. 15-16.
- [12] L i e b e r m a n M.A. // IEEE Trans. Plasma Sci 1988. V. 16. N 6. P. 638-644.

Поступило в Редакцию
19 января 1991 г.
В окончательной редакции
2 декабря 1991 г.