

04

Бесстолкновительные слои емкостного разряда в различных частотных диапазонах

© Д.С. Никандров, Л.Д. Цендин

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
E-mail: nikandrovds@mail.ru

Поступило в Редакцию 19 марта 2006 г.

Продемонстрирован непрерывный переход свойств слоев ВЧ-разряда от высокочастотного режима к низкочастотному. Обнаружено существование нового режима, названного динамическим, в котором значительную часть ВЧ-периода характерным масштабом скорости ионов является бомовская скорость. Таким образом, можно выделить три режима слоя: высокочастотный, в котором движение ионов определяется средним полем, квазистационарный и динамический. Показано, что свойства слоя определяются двумя безразмерными параметрами и указаны области значений этих параметров, соответствующие различным режимам. Приведены результаты PIC моделирования и их объяснение.

PACS: 52.80.Pi

Введение. Емкостной ВЧ разряд является объектом активного изучения уже более 30 лет. Интерес к этому виду газового разряда вызван его широким технологическим применением, особенно в задачах травления и напыления [1]. Широко известно, что свойства этого разряда в огромной степени определяются процессами в приэлектродных слоях. Основная специфика слоя в емкостном ВЧ-разряде состоит в том, что ВЧ-напряжение на слое превышает T/e (T — электронная температура). При этом граница профиля электронной концентрации (ширина которой порядка локального дебаевского радиуса) является резкой по сравнению с размахом электронного движения на периферии плазмы. Эта граница отделяет квазинейтральную область от области ионного объемного заряда. Другими словами, каждая точка приэлектродного слоя — часть ВЧ-периода, когда электроны „заливают“ данное место, существует в плазменной фазе, а оставшуюся часть — в фазе объемного заряда, когда электроны отсутствуют. Толщина приэлектродного слоя L

определяется как максимальная ширина области объемного заряда. На границе слоя при $x = L$, как показано в [2–4], ионы обладают скоростью, близкой к боровской $v_{Bohm} = \sqrt{T/M}$, так же как и в разрядах постоянного тока [5].

Ограничимся случаем бесстолкновительных слоев

$$L \ll \lambda. \quad (1)$$

Будем также предполагать, что $T/e \ll U$.

В работах [2,6–12] изучался высокочастотный режим слоя ВЧ-емкостного разряда. В плазме и в плазменной фазе слоя такого разряда ток проводимости электронов много больше тока смещения, т.е.

$$\frac{4\pi n e^2}{m\sqrt{v^2 + \omega^2}} \gg \omega. \quad (2)$$

А в фазе объемного заряда ток в слое переносится током смещения и выполнено обратное неравенство

$$\frac{4\pi n e^2}{M\sqrt{v^2 + \omega^2}} \ll \omega. \quad (3)$$

Как правило, в разрядах низкого давления $\omega \gg v$ и условия (2)–(3) записывают в более привычном виде:

$$\omega_{pe} \gg \omega \gg \omega_{pi}. \quad (4)$$

Так как в этом режиме локальные плазменные частоты ω_{pe} , ω_{pi} порядка обратных времен τ_e , τ_i пролета электрона/иона через слой, то неравенства (4) эквивалентны условиям

$$\omega\tau_e \ll 1 \ll \omega\tau_i. \quad (5)$$

При этом движение ионов в слое определяется усреднением по периоду поля, так что поток ионов на электрод постоянен. Их скорость порядка $\sqrt{eU/M}$, тогда как электроны отслеживают мгновенное значение поля.

В ряде работ [13–21] изучался низкочастотный режим. Ниже будет показано, что при

$$\omega \ll \omega_{pi}$$

значительную часть ВЧ-периода ионы в слое движутся с бомовской скоростью. Поэтому наряду с характерным масштабом времени

$$\tau_i = \frac{L}{\sqrt{eU/M}} \quad (6)$$

проявляется и характерный масштаб

$$\tau_B = \frac{L}{\sqrt{T/M}}.$$

Оказывается, что в работах [13–18] исследовался низкочастотный предел, который соответствует квазистационарному режиму

$$\omega\tau_B \ll 1. \quad (7)$$

В этом режиме слой ВЧ-разряда в каждое мгновение просто эквивалентен обычному чайлд-ленгмюровскому слою разряда постоянного тока. Поток ионов на электрод при этом, как и в высокочастотном режиме, постоянен.

В данной работе показано, что в интервале

$$\omega\tau_i \ll 1 \ll \omega\tau_B \quad (8)$$

имеет место не рассматривавшийся ранее динамический режим слоя. При этом часть ВЧ-периода ионы в слое движутся согласно закону Чайлда–Ленгмюра, а часть периода имеет место эволюция нелинейной ионно-звуковой волны. Обнаружено, что в динамическом режиме концентрация плазмы в плазменной фазе экспоненциально быстро падает к электродам. Плотность потока ионов на электрод в этом режиме в течение катодного полупериода равна удвоенному значению потока, поступающего из плазмы в слой, а в течение анодного — близка к нулю.

Для демонстрации отличия между квазистационарным и динамическим режимами были приведены численные (PIC) исследования двух ВЧ-разрядов между плоскопараллельными электродами. При моделировании возникает трудность из-за того, что в реальности фиксировано напряжение на всем разряде, тогда как напряжение на отдельном слое неизвестно. Поэтому в работе [21] использовалась зависимость напряжения на слое от времени, взятая из эксперимента. В [20]

эта зависимость постулировалась, а в [18] — находилась из анализа эквивалентных электрических схем. В отличие от этих работ, мы задавали напряжение между электродами, а не на отдельном слое. Так как в ВЧ-разрядах низкого давления падение потенциала на плазме обычно мало по сравнению с суммарным падением в слоях, то мы пренебрегали напряжением на плазме вне слоев.

Обнаружено, что в динамическом режиме на границе плазменной фазы и фазы объемного заряда скорость ионов всегда выше боровской скорости. Таким образом, граничные условия, использованные в [18], также требуют уточнения.

Режимы емкостного разряда. Работы [13–17], посвященные низкочастотному режиму ВЧ-разряда, основываются на применении закона Чайлда–Ленгмюра [22]. Предполагалось, что структура разряда и слоев пространственного заряда в каждый момент времени аналогична структуре двойного зонда. Однако выполнение условия

$$\omega\tau_i \ll 1 \quad (9)$$

не гарантирует того, что профиль концентрации будет адиабатически отслеживать значение напряжения. Связано это с тем, что помимо τ_i в задаче есть еще одно характерное время

$$\tau_B = \frac{L}{v_{Bohm}} = L \sqrt{\frac{M}{T}}. \quad (10)$$

Условие применимости квазистационарной модели, в которой решение определяется мгновенным значением напряжения, является гораздо более жестким, чем условие (9):

$$\omega\tau_B \ll 1. \quad (11)$$

Это следует из того, что $\tau_B \gg \tau_i \gg \tau_e$, так что τ_B является самым длительным временем задачи. В случае нарушения условия (11) квазистационарная модель неверна. Действительно, в момент времени, соответствующий максимальному удалению электронного профиля от электрода, ионы быстро уходят на электрод с характерным временем (6). Из предслоя же ($L < x < \lambda$) ионы стартуют с малой скоростью v_{Bohm} [2–4], так что за полупериод поток ионов из предслоя не может успеть восстановить ионный профиль. Дополнительная трудность при классификации различных сценариев состоит в том, что

параметры слоя — его толщина, концентрация ионов в нем, времена пролета τ_e , τ_i — достаточно сложным образом связаны с глобальными параметрами разряда, которые измеряются в эксперименте. Чтобы отделить глобальную задачу о разряде в целом от задачи о слое, выберем в качестве независимых параметров, определяющих законы эволюции слоя:

1) Γ — плотность потока ионов в ВЧ-слой из плазмы;

2) U — напряжение на слоях (которое при $T/e \ll U$ совпадает с напряжением на разряде);

3) ω — циклическую частоту внешнего напряжения.

Выбор именно этих параметров, задаваемых по отношению к слою извне, удобен тем, что их значения полностью определяют все его свойства. Поток Γ определяется только плазмой вне слоя, U и ω — внешней цепью.

Запишем через них и критерий (11). Используя закон Чайлда–Ленгмюра [22], оценим толщину слоя:

$$L = 3^{-1} 2^{5/4} r_d \left(\frac{U}{T} \right)^{3/4} \approx \frac{U^{3/4}}{e(4\pi\Gamma)^{1/2} M^{1/4}}. \quad (12)$$

Таким образом, на каждую пару $\{\Gamma, \omega\}$ найдется $U = U_{cr}$, при котором ион, двигающийся со скоростью v_{Bohm} , за половину периода проходит расстояние L :

$$U_{cr} = \frac{(4\pi T \Gamma)^{2/3} e^{1/3}}{M^{1/3} (\omega/\pi)^{4/3}}. \quad (13)$$

Поэтому условие квазистационарности (11) сводится к $U \ll U_{cr}$. Используя тройку параметров $\{\Gamma, U, \omega\}$, можно записать и критерий (9):

$$\frac{\omega U^{1/4} M^{1/4}}{(4\pi\Gamma)^{1/2} e^{3/4}} \ll 1. \quad (14)$$

Из формул (13) и (14) видно, что все режимы емкостного разряда характеризуются только двумя безразмерными параметрами — безразмерными напряжением и частотой (рис. 1):

$$\Phi = \frac{eU}{T};$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\pi} \tau_i = \frac{\omega U^{1/4} M^{1/4}}{(4\pi\Gamma)^{1/2} \pi e^{3/4}}. \quad (15)$$

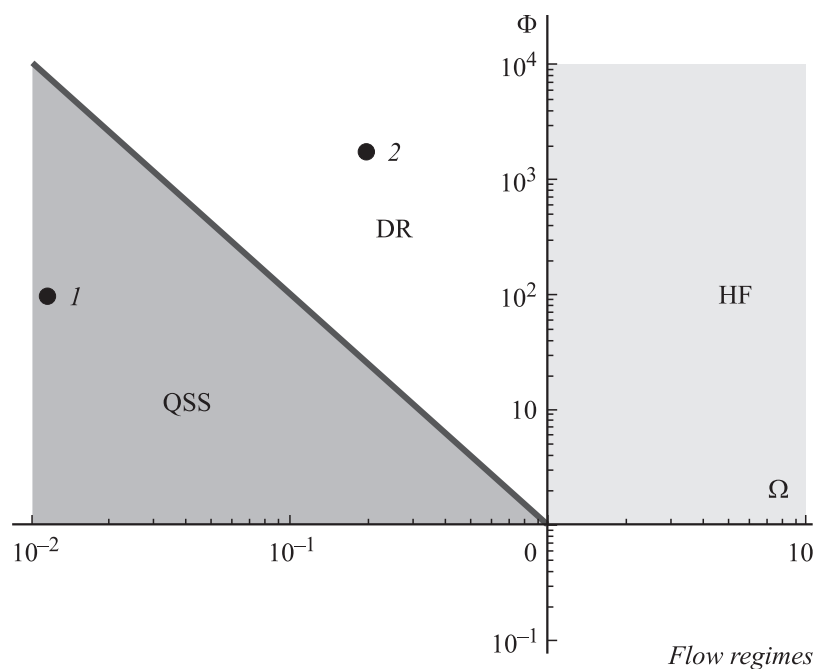


Рис. 1. Режимы ВЧ-разряда в зависимости от безразмерных напряжения и частоты. QSS — квазистационарный режим, DR — динамический режим, HF — высокочастотный. Точки 1 и 2 соответствуют условиям моделирования: 1 — квазистационарный режим, 2 — динамический режим.

Если напряжение на разряде много меньше температуры электронов, то оно намного меньше и плавающего потенциала. Таким образом, в этом случае вольт-амперную характеристику ВЧ-слоя можно считать линейной, а отклик ВЧ-слоя на малое переменное напряжение при любой частоте можно найти по теории возмущений. Область $\Omega \gg 1$, $\Phi \gg 1$ соответствует высокочастотному режиму (4).

Область, лежащая ниже границы (13), которая на плоскости $\{\Phi, \Omega\}$ имеет вид

$$\Omega\Phi^{1/2} = 1, \quad (16)$$

соответствует квазистационарному режиму, подробно рассмотренному в [13–17]. Динамический же режим соответствует области, лежащей

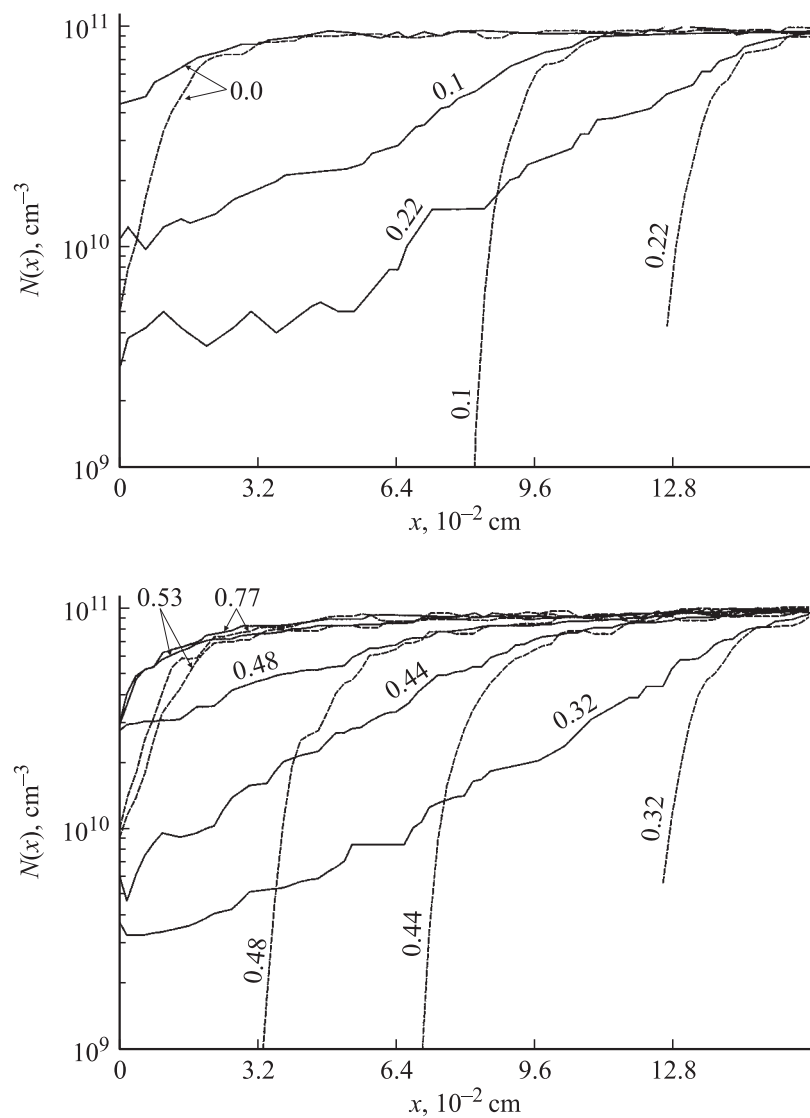


Рис. 2. Квазистационарный режим (Ar , $T = 4 \text{ eV}$, $\omega/2\pi = 10^5 \text{ Hz}$, $U_{\text{max}} = 400 \text{ V}$, $\Gamma = 3.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Изменения плотностей ионов (непрерывные кривые) и электронов (штрихованные) в слое за период.

выше этой прямой. Насколько нам известно, ранее этот режим аналитически не рассматривался. В симуляциях [11] была обнаружена характерная для него асимметрия ионного тока между анодным и катодным полупериодами.

Динамический режим. Для демонстрации отличия между квазистационарным и динамическим режимами были приведены численные (PIC) исследования двух ВЧ-разрядов между плоскопараллельными электродами. На рис. 2–5 изображена эволюция плотностей в слое, прилегающем к левому электроду ($x = 0$). Первый разряд (рис. 2 и 3) соответствовал квазистационарному режиму, второй соответствовал динамическому режиму и изображен на рис. 4 и 5. Напряжение между электродами задавалось синусоидальным $U(t) = U_{\max} \sin(\omega t)$, время на рисунках — в единицах ВЧ-периода $2\pi/\omega$.

В динамическом режиме эволюция слоя распадается на две стадии. Каждая из стадий длится в течение полупериода и симметрично повторяется в каждом из слоев со сдвигом по времени на π/ω .

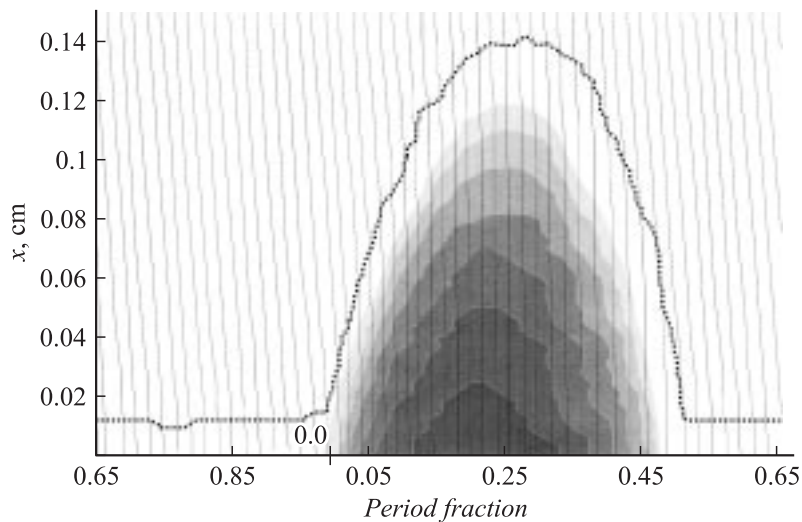


Рис. 3. Квазистационарный режим (условия как на рис. 2). Траектория ионов (непрерывные кривые) и граница плазмы (пунктирная кривая). Электрическое поле изображено линиями уровня.

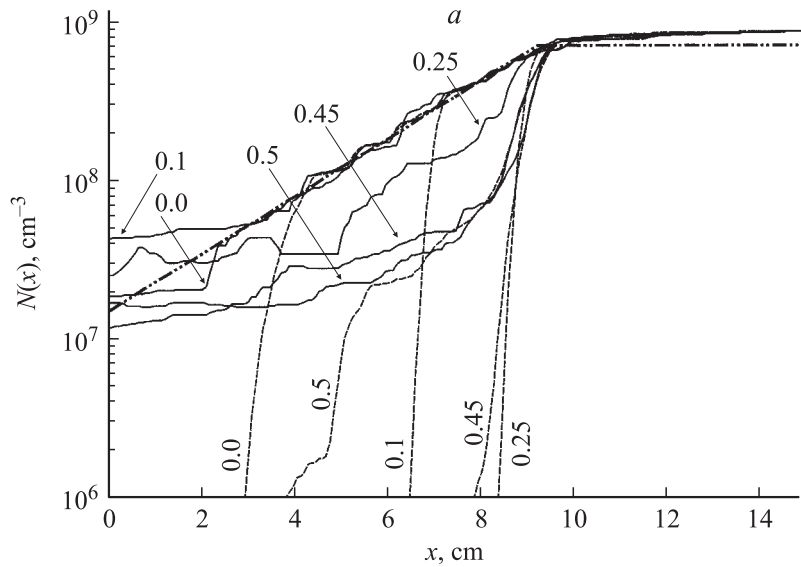


Рис. 4. Динамический режим (AR , $T = 6 \text{ eV}$, $\omega/2\pi = 10^5 \text{ Hz}$, $U_{\text{max}} = 10 \text{ kV}$, $\Gamma = 2.7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$). Изменения плотностей ионов (непрерывная кривая) и электронов (штрихования) в слое за период a — катодная стадия, b — анодная стадия, штрихпунктирные кривые — решения (19).

Первая стадия похожа на поведение слоя в квазистационарном режиме. Она реализуется только в течение того полупериода ($0 < t < \pi/\omega$), когда граница слоя пространственного заряда движется в глубь плазмы, так что естественно называть ее катодной. Так в течение этой стадии близок к ионному току насыщения и переносится только ионами. А на противоположный (правый) электрод ток переносится как ионами, так и электронами. Поэтому, чтобы пропустить электронный ток порядка ионного тока насыщения через правый слой, напряжение на нем должно быть слегка (на величину порядка T/e) меньше плавающего потенциала. Так как $T/e \ll U(t)$, то можно считать, что в любой момент все приложенное к электродам напряжение падает на прикатодной области объемного заряда. Нарушение приближения $T/e \ll U(t)$ происходит только в моменты смены знака $U(t)$. Поэтому обе стадии делятся по половине периода, поочередно меняясь в слоях. При приближении

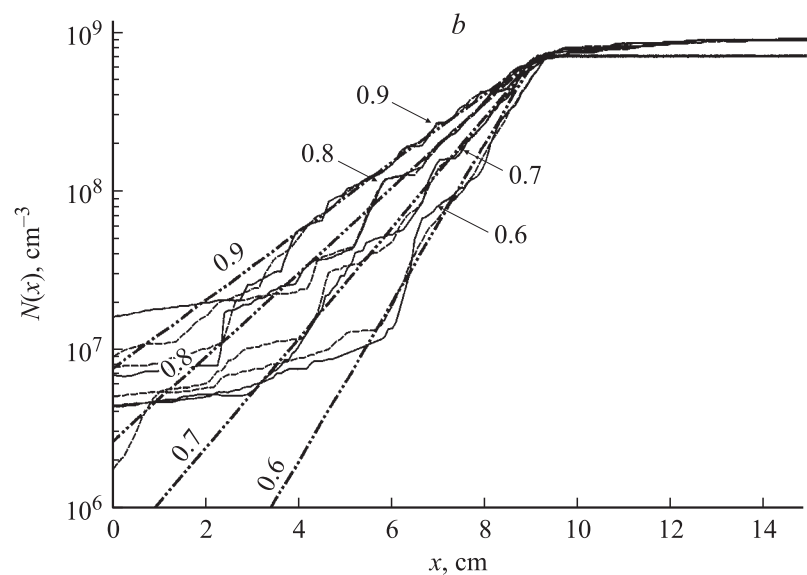


Рис. 4 (продолжение).

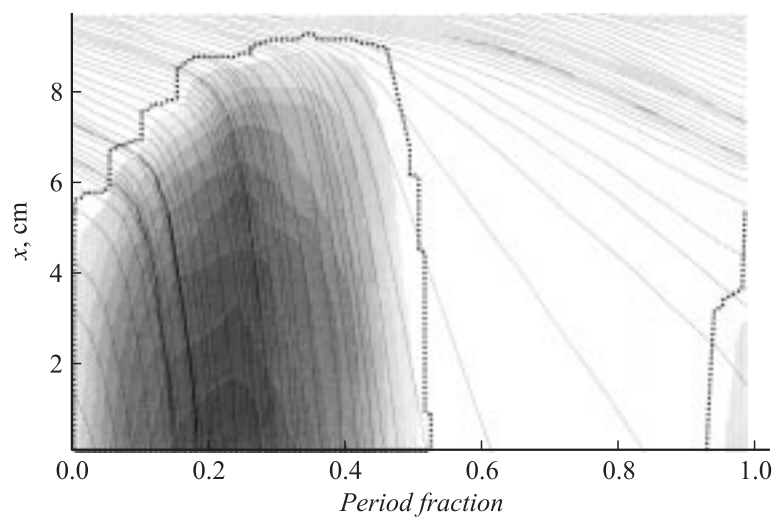


Рис. 5. Динамический режим (условия как на рис. 4). Траектория ионов (непрерывные кривые) и граница плазмы (пунктирная кривая). Электрическое поле изображено линиями уровня.

к моменту $t = \pi/\omega$ все напряжение разряда по-прежнему падает на объемном заряде (левом, прикатодном), граница которого двигалась в плазму (см. рис. 5). Однако при этом $T/e \ll U(t) \ll U_{\max}$. Поэтому плотность объемного заряда в левом слое, который экранирует $U(t)$, много меньше плотности плазмы в правом слое (см. рис. 4). Если дополнительно учесть то, что в плазме ток переносится в основном электронами, то при смене знака $U(t)$ граница плазмы должна практически мгновенно возвратиться к левому электроду. В квазистационарном же режиме граница между плазмой и объемным зарядом начинает двигаться к левому электроду в самом начале второй четверти периода, так что движение границы от электрода и к электроду занимает одинаковое время, равное $\pi/(2\omega)$.

Таким образом, в момент $t = \pi/\omega$ левый объемный заряд мгновенно заливается электронами и превращается в плазму. Вторая (анодная для левого электрода) стадия длится полупериод $\pi/\omega < t < 2\pi/\omega$. При этом практически весь левый слой находится в плазменной фазе. Низкая концентрация плазмы восстанавливается согласно уравнениям нелинейной ионно-звуковой волны

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nu)}{\partial x} = 0; \\ n\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x}\right) = -\frac{1}{M}\frac{\partial p}{\partial x} = -c_s^2\frac{\partial n}{\partial x} = -v_{Bohm}^2\frac{\partial n}{\partial x}; \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} n(x, \pi/\omega) = 0, & n(L, t) = \frac{\Gamma}{v_{Bohm}}; \\ v(x, \pi/\omega) = -\infty, & v(L, t) = v_{Bohm}. \end{cases} \quad (18)$$

Решать систему (17) надо для времен $\pi/\omega < t < 2\pi/\omega$ в области $0 < x < L$. Приближенные начальные и граничные условия (18) позволяют записать решение (17) в простом виде (рис. 5)

$$\begin{cases} n(x, t) = \frac{\Gamma}{v_{Bohm}} \exp\left(\frac{x-L}{v_{Bohm}(t-\pi/\omega)}\right), \\ u(x, t) = v_{Bohm}\left(\frac{x-L}{v_{Bohm}(t-\pi/\omega)}\right). \end{cases} \quad (19)$$

В рассматриваемом динамическом режиме (8) показатель экспоненты является большой величиной. Ионно-звуковой разлет плазмы показан

на рис. 4, *b*. Скорость ионов в плазменной фазе в отличие от квазистационарного режима, всегда выше боровской скорости (рис. 5), но их концентрация экспоненциально мала. Поэтому в течение второй стадии ионный ток на электрод практически отсутствует.

Из-за того что в предслое течение дозвуковое, на границе слоя звуковое ($v_{Bohm} \approx c_s$), а в слое при $x < L$ — всегда сверхзвуковое, то ионно-звуковая волна не может распространяться выше по течению в глубь предслоя. Поэтому плазма в предслое „не знает“ о процессах в слое, так что ионы влетают в область пространственного заряда со скоростью (19).

Заключение. Продемонстрирован непрерывный переход свойств слоев ВЧ-разряда от высокочастотного режима к квазистационарному. Показано, что свойства слоя определяются двумя безразмерными параметрами, и указаны области значений этих параметров, соответствующие различным режимам. Обнаружено существование нового режима, названного динамическим. Приведены результаты PIC моделирования, демонстрирующие отличия динамического режима.

Авторы благодарят А.С. Смирнова за ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 04-02-16483-а и ISTC № 3098.

Список литературы

- [1] *Lieberman M.A., Lichtenberg A.J.* Principles of plasma discharges and materials processing. Wiley-Interscience, 2005.
- [2] *Riemann K.-U.* // Phys. Fluids B. 1992. V. 4 (9). P. 2693–2695.
- [3] *Riemann K.-U.* // J. Tech. Phys. Special Issue. 2000. V. 41 (1). P. 89–121.
- [4] *Allen J.E., Skorrik M.A.* // J. Plasma Phys. 1993. V. 50. P. 2434.
- [5] *Bohm. D.* The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields / Ed. by Guthry and Wakerling. New York: McGraw-Hill, 1949.
- [6] *Lieberman M.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1988. V. 16 (6). P. 638–644.
- [7] *Lieberman M.A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17 (2). P. 338–341.
- [8] *Vallinga P.M., Meijer M., de Hoog F.J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 1650–1657.
- [9] *Godyak V.A., Stemberg N.* // Phys. Rev. A. 1990. V. 42 (7). P. 2299–2312.
- [10] *Klick M.* // J. Appl. Phys. 1996. V. 79 (7). P. 3445–3452.
- [11] *Goedheer W., Meijer P.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1991. V. 19 (2). P. 245–249.
- [12] *Gierling J., Riemann K.-U.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 83 (7). P. 3521–3528.

- [13] *Metze A., Ernie D.W., Oskam H.J.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 60 (9). P. 3081–3087.
- [14] *Pointu A.M.* // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. P. 762.
- [15] *Pointu A.M.* // J. Appl. Phys. 1986. V. 60 (12). P. 4113–4118.
- [16] *Vallinga P.M., de Hoog F.J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 925–932.
- [17] *Panagopoulos T., Economou D.J.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85 (7). P. 3435–3443.
- [18] *Edelberg E.A., Aydil E.S.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 86 (9). P. 4799–4812.
- [19] *Miller P.A., Riley M.E.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 82 (8). P. 3689–3709.
- [20] *Deepak Bose, Govindan T.R., Meyyappan M.* // J. Appl. Phys. 2000. V. 87 (10). P. 7176–7184.
- [21] *Sobolewski M.A.* // Phys. Rev. E. 2000. V 62 (6). P. 8540–8553.
- [22] *Child C.D.* // Phys. Rev. 1911. V. 32. P. 492.