

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ

© 1995 г. И. Д. Каганович

Санкт-Петербургский государственный технический университет

Поступила в редакцию 06.06.94 г.

Анализируются характеристики приэлектродного слоя в высокочастотном разряде среднего давления в электроотрицательных газах. Структура приэлектродного слоя зависит от соотношения между частотой прилипания электронов и временем движения ионов через слой. При очень малых и при больших частотах прилипания приэлектродный слой подобен слою в двухкомпонентной плазме. Однако для сильноэлектроотрицательных газов наиболее типичен промежуточный случай; он характеризуется тем, что частота прилипания и обратное время прохождения ионов через слой сравнимы. Это соответствует малым толщинам слоя по сравнению с электроположительными газами. Толщина слоя в этом режиме растет пропорционально току. В зависимости от соотношения между амбиполярной диффузией и скоростью ионов в слое на границе плазма-слой образуются скачки или пики ионной концентрации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокочастотный (ВЧ) разряд широко используется в плазменной технологии для нанесения или травления полупроводниковых покрытий. Свойства ВЧ-разрядов в электроположительных газах хорошо изучены [1 - 3]. В то же время работ по анализу ВЧ-разрядов в электроотрицательных газах, которые в основном используются в приложениях, гораздо меньше, и они в основном сводятся к численному моделированию [4 - 7]. В данной работе развивается аналитическая теория ВЧ-разряда, позволяющая определить характеристики приэлектродного слоя и профили концентраций заряженных частиц в объеме плазмы. ВЧ-разряд с отрицательными ионами характеризуется большим числом параметров, и соответственно возникает много различных ситуаций. Нами исследуются наиболее типичные ситуации и качественные эффекты. С этой целью сделан ряд предположений, позволяющих максимально упростить задачу и качественно исследовать особенности разряда.

Полученные аналитические решения могут служить эталоном для численного моделирования, что особенно важно для такой сложной системы, как ВЧ-разряд с отрицательными ионами. Например, в [8] стационарное решение было получено неправильно, поскольку не выполнен интегральный баланс для ионов (см. ниже замечание 1 к уравнению (46)).

Будем рассматривать разряд при средних давлениях, когда функция распределения электронов определяется локальным электрическим

полем и для частоты ионизации можно пользоваться аппроксимацией Таунсенда:

$$v_i(E) = AV_{dr}P \exp(-BP/E), \quad V_{dr} = b_e E, \quad (1)$$

где A, B – постоянные, b_e – подвижность электронов, E – напряженность электрического поля, P – давление газа. Обычно энергетический порог прилипания намного меньше потенциала ионизации. Поэтому частота прилипания v_a зависит от электрического поля гораздо слабее, чем v_i . Для простоты примем ее постоянной. Будем считать, что частота разряда ω удовлетворяет следующим условиям:

$$\tau_i^{-1} \ll \omega \ll \tau_e^{-1}, \quad (2)$$

где $\tau_{i,e}^{-1} = 4\pi b_{i,e} n_e$, b_i – подвижность ионов, n_e – концентрация электронов. Для простоты будем считать подвижности ионов одинаковыми. Время τ_i характеризует дрейф ионов через слой (с толщиной L).

Используя уравнение Пуассона, оценим τ_i :

$$\tau_i \sim \frac{b_i E}{L} \sim \frac{b_i E}{E/4\pi e n_e} = 4\pi e b_i n_e.$$

Если первое из неравенств (2) выполняется в слое, то концентрации положительных p и отрицательных n ионов в слое слабо промодулированы по времени, и можно использовать усредненные по времени ионные уравнения [2]. Второе неравенство позволяет пренебречь током смещения в области плазмы по сравнению с электронным током проводимости. Также предположим, что радиус Дебая много меньше толщины слоя или, что то же самое, напряжение на слоях

много больше $e^{-1}T_e$, где T_e – температура электронов. Это позволяет разделить слой на две области: область плазменной фазы, где выполняется условие квазинейтральности $p = n + n_e$, и область ионного объемного заряда, где $n_e = 0$. Также пренебрегаем влиянием осцилляций концентраций ионов на концентрацию электронов. Согласно уравнению квазинейтральности, осцилляции электронной концентрации δn_e (компенсируемые осцилляциями ионного объемного заряда) могут быть сравнимыми с самой концентрацией n_e из-за большой величины отношения p/n_e :

$$\frac{\delta n_e}{n_e} = \frac{\delta p - \delta n}{n_e} = \frac{\delta(p - n)}{p} \frac{p}{n_e}, \quad (3)$$

несмотря на то, что относительная модуляция ионных концентраций мала [6]. Но, как мы увидим ниже, в большинстве случаев ее можно не учитывать. Поэтому везде под $n_e = n_e(x) = p(x) - n(x)$ в слое понимается концентрация электронов в плазменной фазе, не зависящая от времени.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Предположения, описанные во Введении, позволяют существенно упростить исходные уравнения [2]. Они сводятся к усредненным по времени ионным уравнениям и уравнению Пуассона. Ионные уравнения примут вид

$$\frac{d\Gamma_p}{dx} = \frac{d}{dx} (Vp - Dp \left\langle \frac{dn_e}{n_e dx} \right\rangle) = \langle v_i n_e \rangle - \beta n p, \quad (4a)$$

$$-\frac{d\Gamma_n}{dx} = -\frac{d}{dx} (Vn - Dn \left\langle \frac{dn_e}{n_e dx} \right\rangle) = \langle v_i n_e \rangle - \beta n p - v_d n, \quad (4б)$$

где $V = b_i \langle E \rangle$ – средняя по времени скорость ионов в фазе объемного заряда, $D = b_i T_e / e$ – коэффициент амбиполярной диффузии, β – коэффициент ионной рекомбинации, v_d – частота отщипания электрона от отрицательного иона. Чтобы не загромождать формулы, рассмотрим не очень высокие давления, когда ВЧ-диффузией можно пренебречь [2], и пренебрежем собственной диффузией ионов в силу $T_e \gg T_i$. Амбиполярная диффузия существенна только в плазме и в небольшой прилегающей к ней части слоя [2]. Граничные условия к уравнениям (4) определяются направлением движения ионов. В середине разряда потоки равны нулю $\Gamma_n = \Gamma_p = 0$ вследствие симметрии задачи. Поскольку отрицательные ионы втягиваются в область плазмы и на электроде велика поверхностная рекомбинация плазмы, то $\Gamma_n = 0$ на электроде. Из граничных условий следу-

ет, что интеграл от правой части (4б) по всему разрядному промежутку должен быть равен нулю¹.

В фазе объемного заряда ток в слое переносится током смещения, и возникающее поле экранируется положительным ионным объемным зарядом. Если плотность тока зависит от времени как $j(t) = -j \sin \omega t$, то в поле в слое определяется согласно

$$E(x, t) = \frac{4\pi j}{\omega} (\cos \omega t - \cos z(x)), \quad (5)$$

где $z(x)$ – фаза тока, соответствующая движению резкой границы плазма-слой. Электрическое поле должно быть мало на электроде в некоторый момент времени, чтобы выпустить электроны на электрод и компенсировать ток положительных ионов (ток отрицательных ионов на электроде равен нулю). Поэтому электроду соответствует фаза $z = \pi$ (будем считать, что x растет по направлению к электроду) [2]. Используя z , уравнение Пуассона можно записать в виде

$$\sin z \frac{dz}{dx} = \frac{e\omega}{j} n_e(x), \quad n_e(x) = p - n. \quad (6)$$

Здесь учтено, что в плазменной фазе выполняется условие квазинейтральности. Граничные условия для уравнения Пуассона: на электроде $x = L$, $z = \pi$; на границе слоя $-x = 0$, $z = 0$. С помощью фазы z легко произвести усреднение по времени уравнений (4) [2]:

$$\langle E \rangle(x) = \frac{4j}{\omega} (\sin z - z \cos z), \quad (7)$$

$$\langle I \rangle = \frac{Aj}{\pi e} \left(\frac{2n_0}{n_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{n_e}{n_0} \right) \times \times \operatorname{erfc} \left[\left(z(x) - \frac{\pi}{2} \right) \left(\frac{n_e}{2n_0} \right)^{1/2} \right], \quad (8)$$

$$\langle v_a n_e \rangle = v_a n_e (1 - z/\pi), \quad n_0 = j/eb_e V P. \quad (9)$$

Рассмотрим ситуацию, когда в области столба² концентрация ионов p^c , n^c много больше концентрации электронов n_e^c ($v_a \gg \beta n^c$, v_d). Области плазмы или приэлектродного слоя, в которых $n \gg n_e$, назовем областью ион-ионного состава (ОИИС), а области, где $n \leq n_e$, – областью электрон-ионного состава (ОЭИС). В области приэлектродных слоев отрицательные ионы дрейфуют от электрода в область плазмы. Поскольку концентрация отрицательных ионов у электрода близка к нулю,

¹ Это условие не выполнено в работе [8], что говорит о неправильном решении задачи.

² Под столбом будем понимать область разряда, где концентрации заряженных частиц однородны и правые части уравнений (4) обращаются в нуль.

Таблица 1

	$v_a \tau_{i1} \ll 1$	$\tau_{i1}^{-1} \ll v_a \ll \tau_{i2}^{-1}$	$v_a \tau_{i2} \gg 1$
L	$\frac{2j}{e\omega n_e^c}$	$\frac{0.63(4\pi)jb_i}{\omega v_a}$	$\frac{2j}{e\omega n_e^c}$
p_{el}	n_e^c	$v_a/4\pi e b_i$	p_c
U	$\frac{8\pi j^2}{e\omega^2 n_e^c}$	$\frac{0.97 \times 8\pi j^2}{e\omega^2 n_e^c v_a \tau_{i1}}$	$\frac{8\pi j^2}{e\omega^2 n_e^c}$
	$\tau_{i1} = (4\pi e n_e^c b_i)^{-1}$	$\tau_{i2} = [4\pi e p^c b_i]^{-1}$	

Примечание. L – толщина слоя, p_{el} – величина концентрации положительных ионов на электроде, U – максимальное напряжение на слое, j – амплитуда плотности тока.

то должна существовать область, где концентрация отрицательных ионов мала, – ОЭИС. Как мы увидим ниже, промежуточная область, где $n \sim n_e$, достаточно узка, в ней образуются скачки n и p . Поэтому введенные определения полезны. Ограничимся для простоты случаем, когда межэлектродный зазор достаточно велик, так что существует однородный столб.

3. СТРУКТУРА ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ

В зависимости от параметров разряда область приэлектродного слоя может состоять только из ОЭИС или обеих областей (ОЭИС и ОИИС) вместе. Это зависит от скорости роста концентрации отрицательных ионов, определяемой частотой прилипания. ОИИС образуется в слое, если ионное время движения через ОЭИС в слое $\tau_{i1} = (4\pi e b_i n_e^c)^{-1}$ больше v_a^{-1} – времени релаксации концентраций ионов и электронов к равновесным концентрациям в столбе p^c , n^c , n_e^c . На первый взгляд представляется неочевидным, что время прилипания электронов v_a^{-1} характеризует установление ионного профиля. К этому приводит условие квазинейтральности, при изменении n_e и заданном p концентрация n меняется вместе с n_e . В результате время v_a^{-1} определяет характерное время установления ионного профиля. Концентрация электронов в слое, как мы увидим ниже, может сильно изменяться от величины порядка n_e^c до величины $\sim p^c$. В результате меняется и величина τ_i – от $\tau_{i1} = (4\pi e b_i n_e^c)^{-1}$ до $\tau_{i2} = (4\pi e b_i p^c)^{-1}$. Поэтому структура слоя зависит от величин произведений $v_a \tau_{i1}$ и $v_a \tau_{i2}$.

а) Частота прилипания мала:

$$v_a \tau_{i1} \ll 1. \quad (10)$$

В этом случае концентрация отрицательных ионов мала во всем слое, и справедлива теория [2] для двухкомпонентной плазмы. Благодаря сильной зависимости v_i от электрического поля, определяющегося концентрацией электронов в плазменной фазе, концентрация электронов меняется слабо; $n_e \approx n_e^c$. В силу квазинейтральности $p \approx n_e \approx n_e^c$. Концентрация отрицательных ионов в слое

$$n(x) = \frac{\int_0^L \langle v_a n_e \rangle dx}{V(x)} = v_a \tau_{i1} n_e^c \quad (11)$$

мала всюду за исключением малых x , поскольку скорость ионов $V(x)$ резко падает при $x \rightarrow (+0)$, и концентрация отрицательных ионов резко растет при переходе от приэлектродного слоя к плазме. Характеристики слоя получаются аналогичными характеристикам слоя в разряде в электроположительных газах (таблица). Например, толщина слоя $L \sim 2V_{dr}/\omega$, где $V_{dr} = b_e E^c$ – скорость дрейфа электронов в области столба. Такая ситуация наблюдалась в численных расчетах работы [5], результаты которой приведены на рис. 1. Величина параметра $v_a \tau_{i1}$ равна 0.08. Из рис. 1 видно, что концентрация электронов в слое мало отличается от n_e^c . Соответственно, для ширины слоя, равной 0.6 см, оценка по формуле из таблицы дает неплохое согласие – 0.45 см.

Простая ситуация возникает и в случае, когда

б) частота прилипания очень велика:

$$v_a \tau_{i2} \gg 1. \quad (12)$$

Из-за большой величины частоты прилипания основная часть слоя занята ОИИС. Мы докажем ниже, что концентрация отрицательных ионов в основной части слоя близка к концентрации положительных ионов p^c . В малой области вблизи электрода длиной порядка $V(L)/v_a \ll L$ возникает ОЭИС, где концентрация отрицательных ионов мала, а концентрация электронов порядка p^c (рис. 2). С ростом концентрации отрицательных ионов из-за прилипания концентрация электронов уменьшается в силу квазинейтральности в плазменной фазе $p^c = n + n_e$.

В ОИИС концентрация электронов близка к n_e^c , так как в этой области важна ионизация, которая поддерживает $n_e \approx n_e^c$. Несмотря на большую величину ионного заряда в ОЭИС (порядка p^c), интегральный объемный заряд $\int (p - n) dx$ в этой области мал (порядка $p^c V/v_a \ll n_e^c L \sim j/\omega$) в силу неравенства (12), и поле мало экранируется в ОЭИС. Покажем, что концентрация положительных ионов в слое мало отличается от p^c . В об-

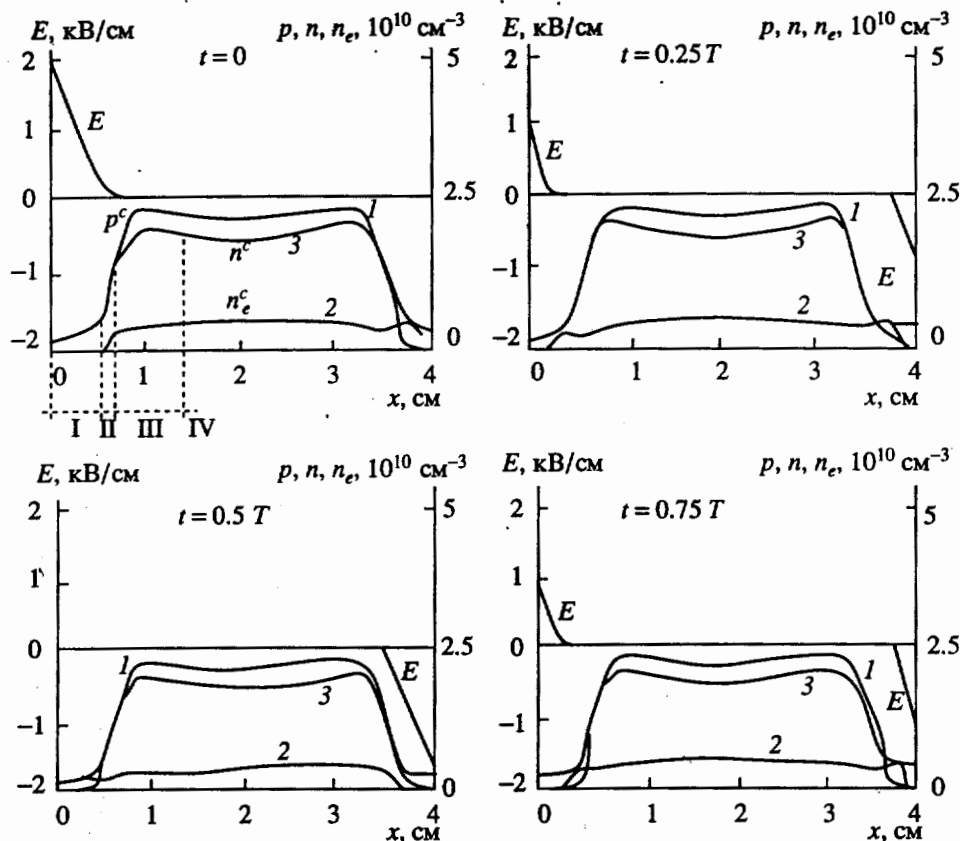


Рис. 1. Пространственные профили электрического поля и концентраций заряженных частиц для четырех моментов ВЧ-периода. $f = 10$ МГц, $U = 500$ В, модельный электроотрицательный газ на основе гелия [5], параметры соответствуют случаю а) $v_a \tau_{i1} = 0.08$. I – область слоя, II – переходная область скачка от ОЭИС к ОИИС, соответствующая скачку ионной плотности, III – область неоднородной плазмы, IV – область столба, 1 – p , 2 – n_e , 3 – n .

ласти ион-ионного состава $n \sim p \gg (p - n)$. Поскольку ионная диффузия мала, то те же соотношения выполняются и для абсолютных величин потоков ионов

$$\Gamma_n \sim \Gamma_p \gg \Gamma_p - \Gamma_n. \quad (13)$$

Если отношение n/p не меняется сильнее самих величин n и p , то $\frac{d}{dx}(\Gamma_p - \Gamma_n) \ll \frac{d}{dx}\Gamma_{p,n}$. Это означает, что в области ион-ионного состава выполняется уравнение $\frac{d}{dx}(\Gamma_p - \Gamma_n) = 0$. Подставляя выражения для производных от потоков (4), получим

$$\langle (v_a + v_i)n_e \rangle = 2\beta p n + v_a n. \quad (14)$$

Поскольку v_i сильно зависит от n_e , то n_e в слое слабо отличается от n_e^c . Поэтому профиль поля в слое совпадает со случаем а). Профили концентрации ионов легче определить из уравнения для отрицательных ионов (46). В этом уравнении можно пренебречь левой частью, так как $dV/dx \ll \beta p + v_a$ (это неравенство эквивалентно (12)). Вместе с (14) это и означает, что величины p, n близки к p^c, n^c .

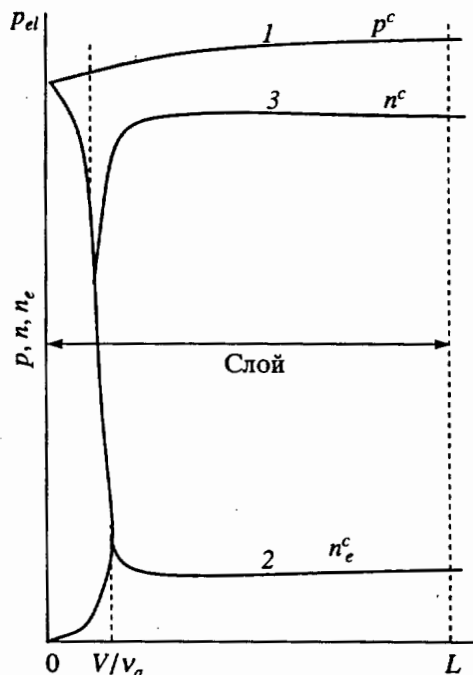


Рис. 2. Профили концентраций заряженных частиц для случая $v_a \tau_{i2} \gg 1$.

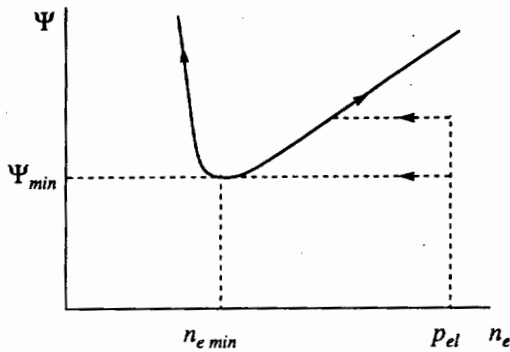


Рис. 3. График функций $\Psi = (v_i(n_e) + v_a)n_e$.

В ОЭИС концентрация положительных ионов тоже изменяется незначительно, так как и поток, и скорость ионов изменяются здесь мало. Основные характеристики слоя сведены в таблицу.

в) Промежуточный случай, когда выполняются неравенства:

$$\tau_{i1}^{-1} \ll v_a \ll \tau_{i2}^{-1}. \quad (15)$$

Отношение p^c/n_e^c может быть очень большим (порядка $10^2 - 10^3$) для сильноэлектроотрицательных газов (Cl_2 , SF_6). Поэтому данный случай часто встречается в разрядах в таких газах [4, 6 - 8]. В случае а) ОЭИС занимала весь слой, в случае б) — незначительную часть слоя. Удивительным свойством промежуточного случая является почти точное совпадение ОЭИС и приэлектродного слоя, полученное в численном моделировании [6]. Граница между ОЭИС и ОИИС практически совпадает с границей плазма-слой. Концентрация положительных ионов у электрода p_{el} и в слое получается такой, чтобы время дрейфа ионов через слой $\tau_i \sim (4\pi b_e p_{el})^{-1}$ было сравнимо с v_a^{-1} , и величина $p_{el} \sim v_a \tau_{i2} p^c \ll p^c$. Этот эффект возникает из-за сильной связи уравнения Пуассона с ионными уравнениями [9].

Докажем, что переход от ОЭИС к ОИИС действительно возможен только вблизи границы плазмы со слоем. Предположим обратное — что эта граница находится где-то внутри слоя. Левое из неравенств (15) означает, что ОЭИС образуется внутри слоя. В противном случае структура слоя была бы подобна разобранный в а). Так как при этом должно бы быть $n_e = p \approx n_e^c$, то время дрейфа ионов через слой, определяемое величиной τ_{i1} , больше v_a^{-1} ($\tau_{i1} \gg v_a^{-1}$) — времени, за которое n станет $\geq n_e^c$. Это противоречит исходному предположению. С другой стороны, правое неравенство означает, что концентрация положительных ионов у электрода p_{el} и в основной части слоя должна быть много меньше p^c . В ОЭИС $n_e = p \gg n_e^c$

(см. ниже) и ионизация экспоненциально мал, поэтому поток положительных ионов меняет мало. Интегральный ионный объемный заряд ОЭИС с шириной $\sim V/v_a$ может быть оценен как:

$$4\pi e \int (p - n) dx \sim 4\pi e p_{el} V/v_a = 4\pi e p_{el} b_i \langle E_{el} \rangle / v_a = 2\pi e p_{el} b_i E_{max} / v_a,$$

где E_{max} — максимальное поле на электроде. Заряд должен быть меньше, чем E_{max} , откуда

$$p_{el} < \tilde{p} \approx p^c / v_a \tau_{i2} \ll p^c.$$

Но величина p_{el} не может быть много меньше \tilde{p} . Действительно, при $p_{el} \ll \tilde{p}$ интегральный объемный заряд в ОЭИС мал, и поле в слое должно было бы, как и в случае б), экранироваться в области ион-ионного состава. Так как в ОИИС $n_e \approx n_e^c \ll p_{el}$, то ее ширина должна была бы быть больше, чем ширина ОЭИС, и слой состоял бы преимущественно из ОИИС, как в случае б). Концентрация положительных ионов в ОЭИС также должна была бы быть практически однородной. В этом случае, суммируя ионные уравнения (4), получим

$$\frac{d}{dx} V n_e = \langle (v_i + v_a) n_e \rangle - 2\beta p_{el} n - n v_d. \quad (16)$$

В ОЭИС $n = p_{el} - n_e$, и уравнение (16) описывает рост n и уменьшение n_e от электрода по направлению к ОИИС с характерным масштабом V/v_a . В ОИИС $p \approx n \gg n_e$, и (16) сводится к уравнению (14), которое определяет зависимость $n_e(p)$. Оно имеет решение лишь при $p > p_{min}$. Действительно рассмотрим функцию $\Psi(n_e) = \langle (v_i + v_a) n_e \rangle$. Она показана на рис. 3 и имеет две ветви³. При больших $n_e \geq n_e^c$ имеем $v_i \ll v_a$ и величина $\Psi \approx v_a n_e$ растет с n_e , а при малых n_e , когда $v_i \gg v_a$, функция Ψ экспоненциально убывает с ростом n_e . Из вида Ψ следует, что корень (14) существует только при $p > p_{min}$, где p_{min} определяется минимумом функции $\Psi - \Psi_{min}$. Из-за сильной зависимости $v_i(n_e)$ значение $\Psi_{min} \approx 1/2 v_a n_e^c$. При $v_d = 0$ это дает $p_{min} \approx p^c / \sqrt{2}$. В общем случае $p_{min} \sim p^c$.

Интересной особенностью уравнения (16) при $v_d = 0$ является совпадение точки перехода из ОЭИС в ОИИС с $n_{e\ min}$, p_{min} , где $\Psi(n_{e\ min}) = \Psi_{min}$. Действительно, ОИИС соответствует левой ветви функции $\Psi(n_e)$, где существенна ионизация. В ОЭИС n_e должно уменьшиться от больших

³ Величина $\langle (v_i + v_a) n_e \rangle$ зависит, согласно (8), (9), не только от n_e , но и от координаты (через зависимость $z(x)$). Однако можно показать, что граница между ОЭИС и ОИИС может быть расположена только при $z > \pi/2$, когда эта зависимость очень слабая.

значений порядка p_{el} до величин $n_e < n_{e\min} \sim n_e^c$ на левой ветви. Попасть на правую ветвь, а затем перейти на левую ветвь невозможно, так как p увеличивается в ОИИС по направлению к плазме, что соответствует удалению от левой ветви (рис. 3). Тот факт, что концентрация положительных ионов в области перехода от ОЭИС к ОИИС равна $p^c/\sqrt{2}$, подтверждается численными расчетами с модельной зависимостью скорости от координаты.

Таким образом, концентрация p_{el} должна быть порядка p^c , чтобы был возможен переход в ОИИС, что противоречит исходному предположению $p_{el} \ll p^c$. Следовательно, должно выполняться соотношение $p_{el} \sim \bar{p}$, и слой состоит практически из ОЭИС. Скорость в ОЭИС меняется значительно, и переход в ОИИС происходит при малой величине скорости ионов $V_{ii} \sim (p_{el}/p^c)/V(L) \ll V(L)$ – вблизи границы плазма–слой. В отличие от случаев а), б), в этом случае в слое существенна зависимость всех концентраций от x .

Точную величину p_{el} и профили $p(x)$, $n_e(x)$ можно найти из уравнения (16). Выражая производные по координате через производные по z и используя уравнение Пуассона, получим

$$\frac{dn_e V}{dz} = \frac{j \sin z}{e \omega n_e} [\langle (v_a + v_i) n_e \rangle - 2\beta p n - v_a n]. \quad (17)$$

Последние три слагаемых в правой части (17) малы в ОЭИС, и поток положительных ионов на электрод определяется интегрированием первого слагаемого:

$$\Gamma^* = p_{el} V(L) = \frac{j}{e \omega} \int_{z^*}^{\pi} \frac{\langle v_a n_e \rangle}{n_e} \sin z dz = \frac{v_a j}{e \omega}, \quad (18)$$

где $z^* \ll 1$ соответствует границе ОЭИС и ОИИС. Отметим, что точно такое же выражение для потока отрицательных ионов на границе ОЭИС получается и в случае а). Подставляя выражение для скорости на электроде (7), можно найти величину p_{el} :

$$p_{el} = v_a / 4\pi e b_i. \quad (19)$$

Система уравнений (17), (18) позволяет определить все характеристики слоя. Результаты интегрирования приведены в таблице. На рис. 4 представлены результаты численного моделирования [6], соответствующие случаю в). Величины параметров: $v_a \tau_{i1} = 9$, $v_a \tau_{i2} = 0.03$; величина p_{el} , рассчитанная по формуле (19), равна $3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, тогда как расчеты [6] дают $2.6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. В [6] величина v_i вычислялась как функция средней энергии. Для учета нелокальных эффектов решалось уравнение для средней энергии с электронной теплопроводностью. Но поскольку при выводе (18) использовалось только условие сильной зависи-

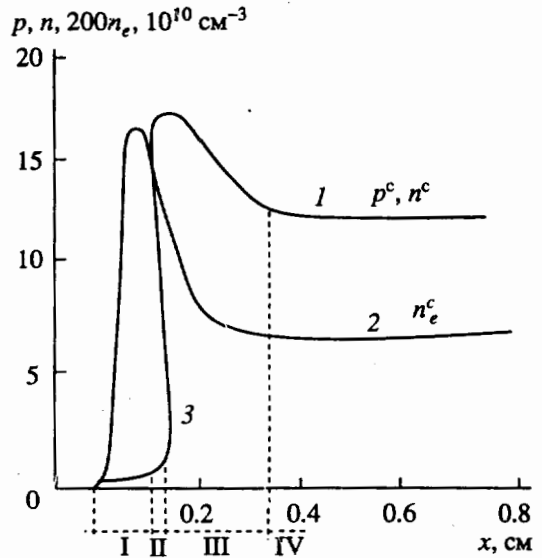


Рис. 4. Профили концентраций заряженных частиц для случая $\tau_{i1}^{-1} \ll v_a \leq \tau_{i2}$: 1 – положительные ионы; 2 – $\langle n_e \rangle$ – средняя по времени концентрация электронов; штрихпунктирная линия соответствует концентрации отрицательных ионов. Результаты моделирования разряда в SF_6 [6], $P = 0.13 \text{ Тор}$; $j = 2 \text{ мА/см}^2$; $f = 13.6 \text{ МГц}$; $v_a \tau_{i1} = 9.0$; $v_a \tau_{i2} = 0.03$. I – область слоя, II – переходная область скачка от ОЭИС к ОИИС, соответствующая скачку ионной плотности, III – область неоднородной плазмы, IV – область столба.

мости v_i от n_e , результаты теории справедливы и при наличии этих эффектов.

Толщина слоя в рассмотренном режиме пропорциональна току и обратно пропорциональна частоте прилипания. Это объясняет наблюдавшуюся в численных расчетах [4, 6, 7] малую толщину слоя в сильноэлектроотрицательных газах. Для малых токов и больших величин v_a необходимо учитывать конечность радиуса Дебая, как это сделано в [6], так как толщина слоя может стать сравнима с ним.

4. ПРОФИЛИ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В ОБЛАСТИ ИОН-ИОННОГО СОСТАВА

Поток отрицательных ионов, созданный за счет прилипания электронов в ОЭИС, должен уменьшиться до нуля при переходе в столб. Соответственно должна возникнуть область неоднородной плазмы, в которой концентрации заряженных частиц выходят на равновесные значения в столбе. При очень высокой скорости прилипания (случай б) п. 3) такой переход происходит в слое вблизи электрода. В случаях же а), в) переходная область может возникнуть в плазме или в слое вблизи границы плазма–слой, где скорость $V = b_i \langle E \rangle$ (5) мала.

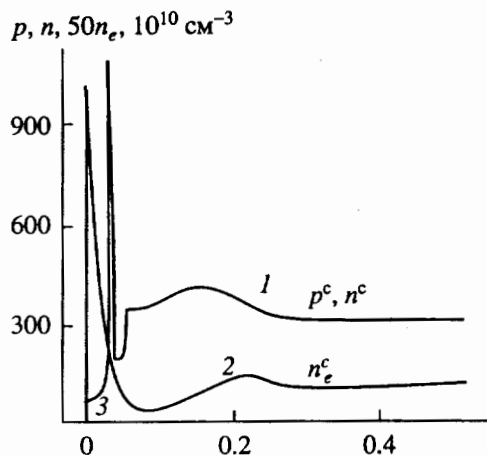


Рис. 5. Образование пиков ионной концентрации. Условия те же, что и на рис. 4, кроме: $P = 1.33 \text{ Тор}$; $j = 100 \text{ мА/см}^2$.

Если выход на равновесные значения концентраций происходит в плазме, то в левых частях уравнений (4) отличны от нуля только диффузионные слагаемые. Такая же ситуация имеет место, когда переход к столбу происходит в слое вблизи самой границы с плазмой, где диффузионные члены в (4) больше конвективных (в δ -слое, по терминологии [2]). При этом скорость v_{ii} на границе ОЭС и ОИИС определяется полностью диффузией—поток, пропорциональным градиенту n_e в (4). Диффузионный поток на этой границе больше конвективного, если

$$D > \frac{\hat{v}_i j V(L)}{e \omega n_e} (v_a \tau_{i2})^{5/3}, \quad (20)$$

где $\hat{v}_i = \frac{d \ln v_i(n_e)}{d \ln n_e}$.

В этом случае поток отрицательных ионов уменьшается в плазме, а вблизи границы плазмы и слоя возникают скачки в концентрациях ионов (см. результаты расчетов [6, 7, 10]). Природа этих скачков анализировалась в [11 - 13] и связана с сильной нелинейностью уравнения для отрицательных ионов, когда $n \gg n_e$. В области скачка потоки частиц практически сохраняются, а концентрации ионов резко увеличиваются по направлению к столбу (положение скачков соответствует области II на рис. 1, 4) и достигают значений, сравнимых со значениями в столбе. Так как $n^c \gg n_e^c$, то справа от скачков выполняется соотношение (14), устанавливающее связь между n и n_e . Поскольку n_e слабо зависит от p , то уравнение для отрицательных ионов в этой области можно упростить, пренебрегая малыми членами порядка $1/\hat{v}_i$:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{Dp}{n_e^c} \frac{dn_e}{dx} \right) = v_a n_e^c - \beta p^2 - v_a p. \quad (21)$$

Величина потока отрицательных ионов на границе плазма—слой (18) и уравнения (14), (21) определяют характеристики неоднородной ОИИС, где поток отрицательных ионов, возникающий в слое, уменьшается до нуля. Поток отрицательных ионов должен уменьшаться в направлении столба, поэтому правая часть уравнения (21) должна быть отрицательна. Поскольку в ОИИС $n_e \approx n_e^c$, это означает, что концентрации ионов должны быть больше, чем в столбе (рис. 1, 4, 5). Из формулы (21) следует, что ширина области неоднородной ион-ионной плазмы $l \sim [D/(2\beta p + v_a) \hat{v}_i]^{1/2}$, а величина превышения ионной концентрации справа от скачка $\Delta p = \Gamma^* [\hat{v}_i / D(2\beta p + v_a)]^{1/2}$. Например, для условий рис. 4 $l = 5 \text{ мм}$, $\Delta p = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ численное моделирование [6] дает $l = 2 \text{ мм}$, $\Delta p = 5.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

При средних давлениях (когда $\hat{v}_i \gg 1$) скачок возникает на границе плазма—слой, так как скорость ионов мала в этой области, а поток Γ_n достаточно велик и концентрация ионов растет резко при переходе из слоя в плазму. Для низких давлений требуется отдельный анализ, так как скорость ионов в плазме может быть сравнима со скоростью в слое из-за большой величины коэффициента диффузии, а поток Γ_n мал из-за малой величины v_a . Также становится существенна нелокальность электронного распределения. Грубо говоря, это соответствует “выключению” зависимости v_i от n_e [14]. При этом скачок может начинаться в области плазмы на расстоянии порядка $(D/v_a)^{1/2}$ от границы плазма—слой. Это расстояние обратно пропорционально давлению и при низких давлениях может быть значительным. На этом расстоянии скорость отрицательных ионов резко уменьшится, так же как в положительном столбе разряда постоянного тока [11]. Такая ситуация наблюдалась при численном моделировании [10].

Структуру скачка можно найти аналогично [11, 13]. Поскольку эта область очень узкая, в ней можно пренебречь изменением n_e по сравнению с dn_e/dx . Рекомбинацией и отлипанием можно пренебречь по сравнению с прилипанием и ионизацией, так как $p, n < p^c, n^c$. Рост концентраций ионов связан с уменьшением скорости ионов $V = -(D/n_e) dn_e/dx$. Выражая изменение скорости из (16), получим оценку для ширины скачка:

$$\begin{aligned} \delta l \sim V \left(\frac{dV}{dx} \right)^{-1} &= \frac{\Gamma^*}{n} (v_i + v_a)^{-1} = \\ &= \frac{v_a}{v_i + v_a} \frac{P_{el}}{n} L < \frac{P_{el}}{n} L \sim \frac{P_{el}}{p^c} L. \end{aligned} \quad (22)$$

Отношение p_{el}/p^c мало, поэтому ширина скачка (22) много меньше толщины слоя. Например, для

условий, соответствующих рис. 4, отношение $p_{el}/p^c \sim 0.03$, и переход происходит практически скачком. Скачок может уширяться ионной диффузией; соответствующие выражения можно найти в [11].

Если выполняется неравенство, обратное (20), то весь поток отрицательных ионов должен рекомбинировать в малой области приэлектродного слоя около границы плазма-слой, так как в отсутствие диффузии скорость на границе плазма-слой равна нулю. ОИИС начинается при малых $z = z^*$: $V(z^*) = \Gamma^*/n^c = V(z = \pi)(v_a \tau_{i2})$. Аналогично предыдущему случаю концентрация ионов в этой области больше равновесной. Скорость роста концентрации ионов, определяемая производной скорости dV/dx (6), (7), оказывается больше величины $(\beta n + v_a)$. Это приводит к образованию узких пиков ионной концентрации. При $v_a = 0$ выражения для концентрации в максимуме и для ширины пика \tilde{L} получаются из анализа ионного уравнения. Так как в максимуме $dn/dx = 0$, то из (4) имеем $dV/dx \sim \beta p_{max}$. Откуда следует

$$p_{max} = p^c \left(\left(\frac{3}{4} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi} v_a \tau_{i2} \right)^{-1/2} \quad (23)$$

Так как поток отрицательных ионов из слоя должен рекомбинировать в пике, то $\beta p_{max}^2 \tilde{L} \sim \Gamma^*$, откуда

$$\tilde{L} = \frac{j(v_a \tau_{i2})}{e \omega n_e^c} \quad (24)$$

Образование пиков было обнаружено при моделировании разряда в [6]. Выражение (23) для условий рис. 5 дает $p_{max} = 7p^c$, а в расчетах [6] $p_{max} = 3.3p^c$. Различие, по-видимому, связано с ионной диффузией и влиянием ионных колебаний на среднее поле.

Как уже отмечалось, колебания ионов под действием переменного ВЧ-поля могут сильно сказываться на среднем поле, в первую очередь в области резкой неоднородности ионной концентрации, поскольку возмущения концентрации электронов (3), вызванные этими колебаниями,

могут быть большими. Как видно из анализа области неоднородности, колебания ионной концентрации возникают в окрестности границы плазма-слой. Возбуждение этих колебаний может приводить к ряду интересных явлений. Так, например, численные расчеты показывают, что при определенных условиях могут возникать гармоники с частотами $2\omega/3$ и $\omega/3$ [6]. Но поскольку эти колебания локализованы в узкой области вблизи границы плазма-слой, по всей вероятности, они мало сказываются на интегральных характеристиках разряда.

Автор выражает благодарность Л.Д. Цендину за плодотворные дискуссии, Р.М. Мейеру и В.А. Швейгерту за предоставление результатов некоторых численных расчетов, а также Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 93-02-16873) за финансовую поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. С. 592.
2. Smirnov A.S., Tsendin L.D. //IEEE Trans. 1991. V. PS-19. P. 130.
3. Sommerer T.J. // Modeling of Electron Kinetics in Non-Uniform Fields, Invited Lectures, XI Escampig. St. Petersburg, 1992. P. 45.
4. Gogolides E., Sawin H.H. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. P. 3971.
5. Boeuf J.P. // Phys. Rev A. 1987. V. 36. P. 2782.
6. Швейгерт В.А. // Физика плазма. 1991. Т. 17. С. 884.
7. Oh Y.H., Choi N.H., Choi D.I. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. P. 3264.
8. Meyyappan M., Govindan T.R. // IEEE Trans. 1992. V. PS-19. P. 122.
9. Kaganovich I.D., Tsendin L.D. // Proc. XXI ICPIG. Bochum, 1993. V. 1. P. 63.
10. Passchier J.P.P., Goedheer W.J. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. P. 1073.
11. Цендин Л.Д. // Журн. техн. физики. 1989. Т. 59. С. 21.
12. Kaganovich I.D., Tsendin L.D. // Proc. XXI ICPIG. St. Petersburg, 1992. P. 340.
13. Каганович И.Д., Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. С. 1229.
14. Kaganovich I.D., Tsendin L.D. // IEEE Trans. 1992. V. PS-20. P. 66, 86.