УДК 533.9.082.5 Вестник СПбГУ. Сер. 4. Т. 2 (60). 2015. Вып. 1

А. М. Астафьев, С. А. Гуцев, Н. Б. Косых

ПЕРЕХОДНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ В ПЛАЗМЕ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Санкт-Петербургский государственный университет, Российская Федерация, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

В работе рассматриваются переходные процессы, происходящие в призондовом слое плазмы низкого давления. Представлены измерения зондовых характеристик в импульсном режиме в плазме кислорода и гелия. На диаграмме временнóй зависимости зондового тока наблюдается всплеск, который связан со структурной перестройкой, происходящей в призондовом слое. Обсуждается вопрос о величине призондового слоя объёмного заряда в электрон-ионной, электрон-ион-ионной и ион-ионной плазме. Показано, что присутствие отрицательных ионов в плазме приводит к радикальному уменьшению ионного слоя. Предложена модель формирования призондового слоя в нестационарной плазме низкого давления. Показано, что слой объёмного заряда формируется за время 5–6 столкновений ионов с нейтральными частицами. Предложены алгоритмы определения характерного времени и сечения столкновений. Обсуждается форма зондовых вольт-амперных характеристик применительно к току смещения и установившемуся току. Показано, что ток смещения имеет линейную зависимость от прикладываемого к зонду потенциала. Обсуждается вопрос о величине диэлектрической проницаемости плазмы. Библиогр. 15 назв. Ил. 6. Табл. 1.

Ключевые слова: плазма низкой плотности, ток смещения, стационарный разряд в гелии, послесвечение кислорода, зондовые методы, плазма низкого давления, слой объёмного заряда, ион-ионная плазма, сечение столкновения.

A. M. Astafiev, S. A. Gutsev, N. B. Kosyh

TRANSIENT PHENOMENA THAT OCCURS IN LOW DENSITY PLASMA AT PROBE MEASUREMENTS

St. Petersburg State University, 7–9, Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russian Federation

In the paper transient collision processes are studied in the probe sheath of low pressure plasma. Probe curve measurements in pulse mode are presented for helium and oxygen plasmas. A small peak was observed on the time-dependent current curve. The peak could be associated with a structure changing in the probe sheath. The problem of finding a sheath length in ion-ion and ion-electron plasmas is discussed. It is shown that the negative ions' presence causes a dramatic decrease of the ion sheath. A model of formation of the sheath in unsteady plasma at low pressure is offered. An estimation shows that probe sheath is formed during a period of 5–6 collisions. Algorithms of finding collision section and time are suggested. It is shown that a displacement current depends on the probe potential linearly. A value of the plasma dielectric coefficient is also discussed. Refs 15. Figs 6. Tables 1.

Keywords: displacement current, low density plasma, stationary discharge in helium, oxygen afterglow, probe methods, space charge layer, collision cross-section, ion-ion plasma, low pressure plasma.

Введение. С помощью зондовых методов диагностики плазмы получают локальные значения важнейших параметров — потенциала плазмы, концентрации заряженных частиц, их температуры, а также функцию распределения частиц по энергиям. Наиболее разработанными являются бесстолкновительная и диффузионная теории движения заряженных частиц на зонд [1]. К сожалению, в полной мере не решена проблема зондовой диагностики в промежуточных условиях, когда длина пробега ионов сравнима с величиной слоя объёмного заряда ($\lambda \approx h$). Между тем этот режим движения

частиц реализуется в экспериментальных условиях часто, а анализ кривых приводит к существенным ошибкам. При этом измеряемые параметры явно выходят за пределы экспериментальных погрешностей [2], которые с особой силой проявляются при исследовании плазмы, содержащей отрицательные ионы [3–5]. Для корректного определения параметров плазмы по зондовым теориям необходимо определить отношение толщины слоя объёмного заряда к длине пробега частиц [6]. Наиболее просто оценить величину слоя можно по методу временно́го измерения импульса тока на зонд. Для этого на него подают импульс напряжения и регистрируют отклик тока с высоким временны́м разрешением. Переходные явления, сопровождающие формирование призондового слоя, являются малоизученной областью зондовой диагностики. Качественное описание этих процессов в плазме, состоящей из электронов и положительных ионов, приведено в [1] с ссылкой на [7–10]. Авторы исследовали вольт-амперные характеристики (ВАХ) разряда в стационарном режиме, затем в различных точках характеристики на зонд подавали сигнал в виде ступеньки. Ответный импульс тока регистрировался на экране осциллографа. Этот выброс возникает за счёт перераспределения ионов и электронов в призондовом слое, т. е. происходит разделение, поляризация зарядов. Время, необходимое для формирования слоя объёмного заряда, приблизительно равно отношению величины слоя к тепловой скорости ионов:

$$t \approx \frac{h}{v_p}. \tag{1}$$

Оно зависит от подвижности ионов и от давления газа. Так, в He при $P = 1{,}2$ торр его значение составляет около 1 мкс. В разряде высокого давления выбросы, превышающие ток насыщения, не наблюдаются. В такой плазме ток заряженных частиц ограничен столкновениями и не может возрастать скачком. Как отмечают авторы [1, 7–10], выбросы создаются током смещения, который возникает из-за ёмкостного импеданса, образованного зондом и окружающим его слоем. Зондовые измерения в плазме с отрицательными ионами представляют новый материал, позволяющий более глубоко проанализировать механизм формирования слоёв объёмного заряда.

Целью представленной работы является выяснение роли заряженных частиц в формировании призондового слоя, оценка его толщины, а также определение основного элементарного процесса, благодаря которому происходит перестройка прилегающей к зонду области. Перечисленные факторы, безусловно, ведут к совершенствованию зондовых методик.

Экспериментальная установка и плазменные условия. Рассмотрим плазму низкого давления в гелии и кислороде. Разряд создавался в стеклянной трубке $R = 1{,}6$ см, длиной 40 см.

Измерения в гелии осуществлялись при стационарном разрядном токе 2 мА, давление газа составило 0,3 торр. Катодом служил подвижный стальной цилиндр, который был зафиксирован на расстоянии 14 см от анода. В качестве диагностического электрода, помещённого в полый пристеночный анод длиной 2,5 см, служил стальной цилиндр: радиус зонда составил 0,5 см, длина 2 см. На зонд подавался импульс напряжения от -10 до 12 В, длительностью 4–10 мкс. С помощью цилиндрического зонда из молибдена радиусом 0,01 см, длиной 0,7 см получена ВАХ, из которой были определены плотность электронов ($2 \cdot 10^8$ см$^{-3}$), а также их температура (0,6 эВ).

Измерение в кислороде [4, 11] осуществлялось в послесвечении при разрядном токе 80 мА, длительность импульса составила 50 мкс. Давление газа — 0,07 торр. В качестве катода и анода служили полые электроды из никеля длиной 4 см и радиусами 2 и 1 см

соответственно. Диагностика проводилась цилиндрическим зондом из молибдена: радиус зонда составил 0,01 см, длина 1,5 см. Для зондовых измерений было изготовлено электронное устройство, принципиальная схема которого приведена на рис. 1.

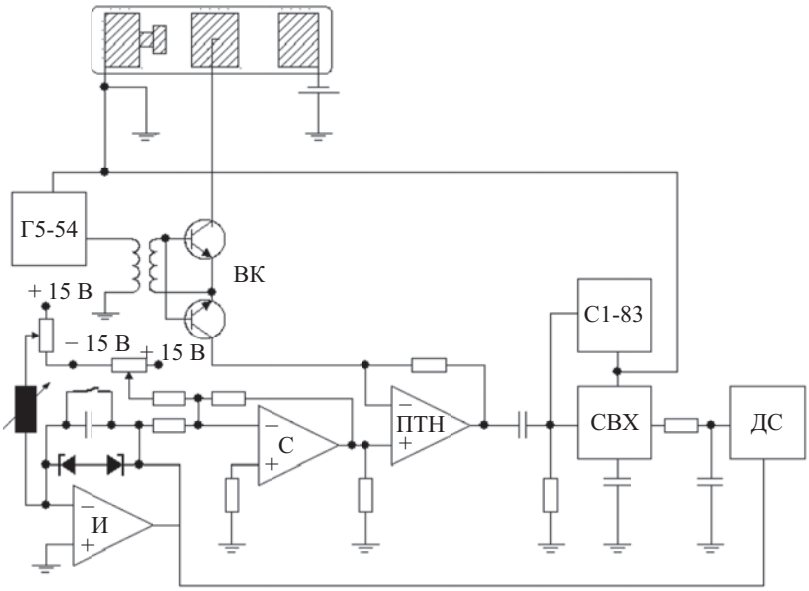

Рис. 1. Принципиальная схема устройства измерения зондового тока

Диагностический прибор состоял из высоковольтного ключа (ВК), преобразователя ток—напряжение (ПТН КР544УД2А), сумматора (С). Напряжение, необходимое для измерения ВАХ, формировалось на сумматоре. Импульс генератора Г5-54 посредством развязывающего трансформатора открывал ключ (ВК), через который на зонд подавалось напряжение с сумматора; с выхода ПТН преобразованный ток регистрировался на осциллографе С1-83 и одновременно поступал на схему выборки-хранения (СВХ) и далее на двухкоординатный самописец (ДС) для графической регистрации ВАХ зонда. Разрешающая способность измерительной схемы по времени определялась осциллографом С1-83 (для кислородной плазмы) и составила 0,2 мкс, по току 0,01 мкА. В случае гелиевой плазмы для уменьшения искажений зондовая схема была максимально упрощена, она состояла только из одного быстродействующего ПТН. Для зажигания этого разряда использовался источник высоковольтного напряжения, который позволял максимально приблизить заземление к плавающему потенциалу зонда. Импульсный сигнал формировался генератором SFG2110, регистрация отклика $I(t)$ осуществлялась цифровым осциллографом Textronix 1012B. Указанные приборы обладали хорошим быстродействием (полоса пропускания 100 МГц) и позволяли получать исследуемый сигнал сразу в цифровом формате. Эта возможность использовалась для учёта аппаратной функции регистрационной схемы при зондовых измерениях.

Экспериментальные данные. Характерные виды импульсов потенциала, подаваемого на зонд, и тока изображены на рис. 2.

На рис. 3 приведены зондовые зависимости $I(t)$ в гелии. Время выброса тока, связанного с формированием призондового слоя в плазме гелия, составило для тока электронов — 0,6 и для ионного тока — 1,7 мкс. Изломы при 0,04–0,05 мкс соответствуют

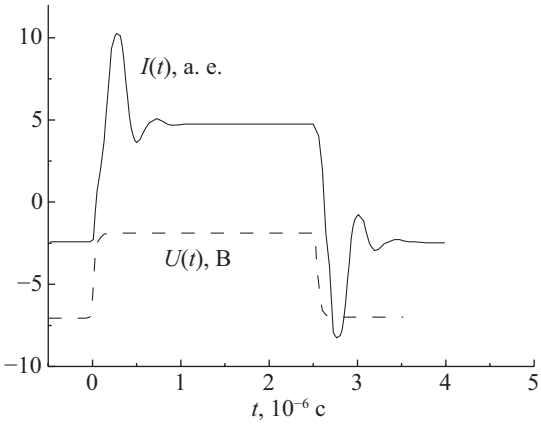

Рис. 2. Вид потенциала $U(t)$, подаваемого в цепь зонд — опорный электрод, и его токовый отклик $I(t)$ в плазме гелия

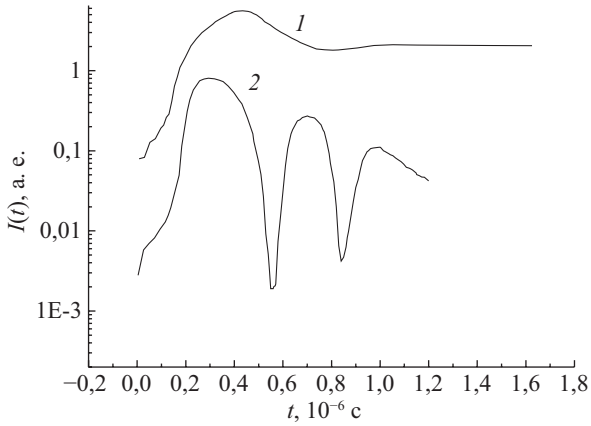

Рис. 3. Зондовая зависимость $I(t)$ в плазме гелия:

1 — ток электронов при потенциале 5,5 В; *2* — ток положительных ионов при −5,5 В

запаздыванию $I(t)$ относительно подаваемого потенциала. На рисунке видно, что ток электронов имеет один максимум, после которого зависимость $I(t)$ выходит на стационарный уровень. Ионный ток имеет ряд максимумов, связанных с осцилляциями, происходящими в слое отрицательного зонда. По мере возрастания t амплитуда колебаний спадает до некоторого установившегося значения тока. Можно предположить, что только при 1,8–2 мкс заканчивается формирование ионного слоя.

На рис. 4 приведены зондовые зависимости $I(t)$, полученные на 80-й и 300-й микросекундах послесвечения в кислороде. Здесь приведены только первые 5 из 20 микросекунд измерительного импульса; отметим, что рисунок выполнен в линейном масштабе. Формирование слоя в кислородной плазме составило 1,3 мкс — для тока отрицательных частиц и 5 мкс для тока положительных частиц. Осциллографические измерения зондового тока $I(t)$ выполнены в двух точках распада, которые соответствовали двум стадиям распада — электрон-ионной, с содержанием отрицательных ионов, и ион-ионной (безэлектронной) плазмы кислорода [3–5, 11]. Регистрация импульса $I(t)$ показала, что пик возникает как в электрон-ионной, так и в ион-ионной плазме. Измерения проведены для трёх потенциалов зонда: −6, 0,7 и 8,3 В. Как видно на рис. 3, 4, осцилляции возникают только для слоя, в котором наряду с ионами содержится электронная компонента. При этом длительность первого периода колебаний для слоя отрицательного зонда в гелии составляет 0,6 мкс, в кислороде — 1,3–1,5 мкс и в течение 1,5 и 4–5 мкс соответственно колебания затухают.

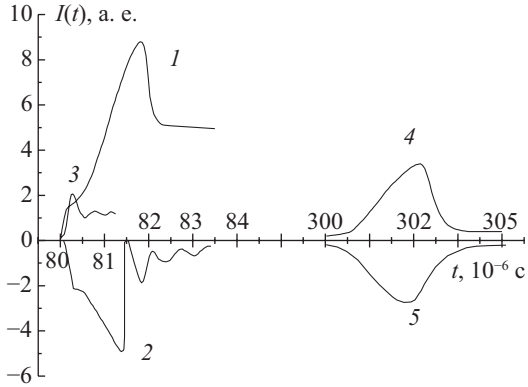

Рис. 4. Токи смещения $I(t)$, вызванные перераспределением заряда в призондовом слое распадающейся плазмы кислорода:

1, 4 — ток отрицательных частиц при потенциале 8,3 В; *3* — ток при потенциале 0,7 В; *2, 5* — ток положительных ионов при потенциале −6,3 В

Результаты эксперимента и обсуждение. Время, необходимое для формирования слоя, обычно оценивают по (1), при этом величину ионного слоя находят по закону «3/2» [6, 12]:

$$h_+ \approx (M_+/m_e)^{1/4}(eU/kT_e)^{3/4}d, \tag{2}$$

где $eU/(kT)$ — приведённый потенциал; d — дебаевский радиус, значение электронного слоя обычно полагают в $(M_+/m_e)^{1/4}$ раз меньше ионного слоя. В гелиевой плазме $(M_+/m_e)^{1/4} = 9{,}26$. Из хода кривых *1* и *2* на рис. 2 видно, что отношение пиков для гелия составляет $I_-(0{,}44)/I_+(0{,}32) = 7{,}4$ раза, что очень близко к теоретической величине $(M_+/m_e)^{1/4}$. Следовательно, это отношение приближенно равно значению h_+/h_e. Для установившихся токов, с учётом критерия Бома [1, 12] и условия $eU/(kT) \gg 10$, $I_e(U)/I_+(U) = (M_+/m_e)^{1/2} \approx 85{,}7$, но поскольку в рассматриваемых условиях $eU/(kT_e) \approx 9$, то соотношение $I_e(t > 1)/I_+(t > 1) = 40$ выглядит вполне разумно.

Рассмотрим кислородную плазму на позднем времени распада. При $t > 230 \div 250$ мкс электроны в результате диффузии уходят на стенки трубки и в объёме формируется ион-ионная плазма [3–4, 11]. При этом зондовая ВАХ принимает симметричный вид (кривая *2* на рис. 5): $I_-(t > 303)/I_+(t > 303) \approx 1$. Отметим наиболее интересный для нас факт: в ион-ионной плазме кислорода отношение пиков имеет практически одинаковую величину: $I_-(302)/I_+(301{,}8) \approx 1$. На наш взгляд, это происходит из-за сравнимых масс ионов кислорода (по масс-спектрометрическим данным основным носителем положительных ионов является O_2^+ (86%), для отрицательных — O^- (90%) [13]). В этом случае для величины слоя

$$h_+ \approx (M_+/M_-)^{1/4}(eU/kT_-)^{3/4}d \approx (eU/kT_-)^{3/4}d. \tag{3}$$

Поскольку $(M_+/M_-)^{1/4} \to 1$, то согласно (1), (3) значения времени пролёта слоя для положительных и отрицательных ионов практически равны, что и приводит к одинаковой длительности и величине соответствующего «пичка» тока.

На ранних стадиях распада кислородной плазмы в призондовом слое содержатся электроны и ионы обоих сортов. При $t = 80$ мкс отношение пиков $I_-(81{,}7)/I_+(81{,}3) \approx 2$ раза. Отношение для установившихся токов при $t > 84$ мкс $I_-(U)/I_+(U) \approx 20$ раз (см. кривые *1, 2* на рис. 4). На этом этапе распада основной вклад в ток отрицательных частиц вносит электронная компонента и ВАХ зонда имеет «обычный» вид, когда ток положительных ионов мал по сравнению с током отрицательных частиц (см. кривую *2* на рис. 5, *б*). Присутствие отрицательных ионов приводит к существенному уменьшению

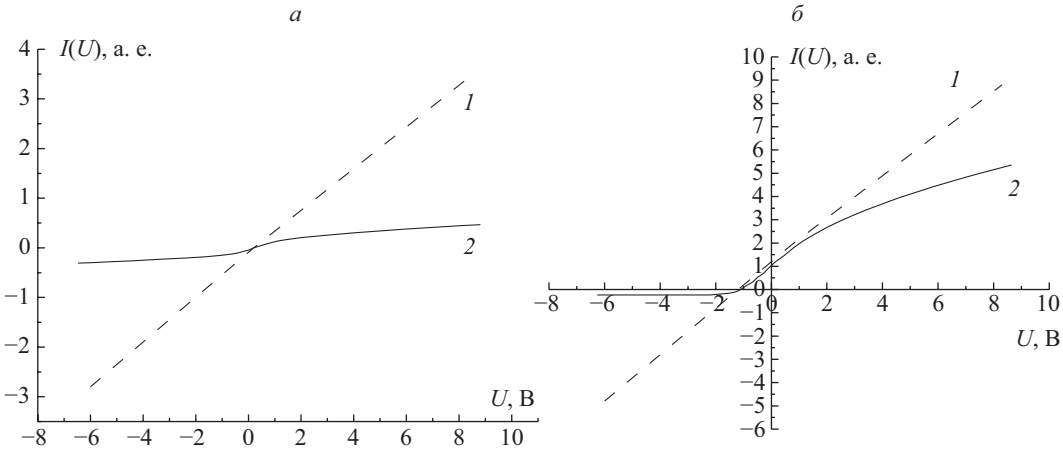

Рис. 5. Зондовые ВАХ на 300-й (*а*) и на 80-й (*б*) микросекундах распада:
1 — пик тока смещения $I(t)$; *2* — установившийся ток $I(U)$

слоя отрицательного зонда. В случае электрон-ион-ионной плазмы его величина является сложной функцией приведённого потенциала, относительной плотности $\alpha = n_n/n_e$ и отношения температур $\delta = T_e/T_n$:

$$\frac{h_+}{d} = \frac{2\sqrt[4]{1+\alpha\delta}(1/\delta + \varepsilon eU/(kT))^{3/4}}{\sqrt{3}(1+\alpha)^{3/4}},$$

где ε — параметр экранирования [3]. Толщина слоя при широком разбросе параметров составляет $(4 \div 7)d$ и $h_+ \approx (1 \div 3)h_-$ [4]. Таким образом, в наших условиях отношение величин пиков $I_-(81{,}7)/I_+(81{,}3) \approx 2$ указывает на отношение $h_+ \approx 2h_-$.

Согласно уравнению (2), величина слоя при прочих равных условиях зависит от приложенного к зонду потенциала $eU/(kT)$: чем меньше напряжение, подаваемое на зонд, тем меньше слой и тем быстрее происходит его формирование. Из представленных результатов измерений следует, что минимальные задержка и амплитуда тока наблюдаются при потенциалах, близких к потенциалу пространства (см. кривую *3* на рис. 3). Тогда $h_+ \gg h_- \gg h(U_p)$, где $h(U_p)$ — слой, образованный при подаче на зонд напряжения, близкого к потенциалу пространства.

Результаты систематических измерений кислородной плазмы в данных разрядных условиях представлены в [4, 11]. Сведём основные показатели диагностики в одной таблице.

Поскольку в процессе зондовой диагностики были получены непрерывные $I(U,t)$, то с помощью приведённых данных можно найти концентрацию частиц в каждой фазе распада. Из таблицы следует, что характерные концентрации заряженных частиц в разряде составляют $\sim 10^{10}$ см$^{-3}$; T_e падает от 1,98 до 0,03 эВ за 15–20 мкс после окончания разрядного импульса. Согласно измерениям на стадии ион-ионной плазмы температура ионов по зондовой теории много больше T_e, измеренной на предыдущей, электрон-ионной фазе распада. Этот кажущийся парадокс был рассмотрен в [3–4, 11], где указано, что высокое значение T_i связано с наличием столкновений в слое объёмного заряда.

Параметры кислородной плазмы при давлении 0,07 торр и разрядном токе 80 мА по данным [4, 11]

t, мкс	n_e, см$^{-3}$	T_e, эВ	n_{neg}, см$^{-3}$	T_{neg}, эВ	n_p, см$^{-3}$	T_p, эВ
0	$8{,}2 \cdot 10^9$	1,98	$6{,}1 \cdot 10^9$	(0,032)	$1{,}43 \cdot 10^{10}$	(0,032)
40	$1{,}86 \cdot 10^9$	0,03	$6{,}1 \cdot 10^9$	(0,032)	$7{,}96 \cdot 10^9$	0,032
150	$3{,}6 \cdot 10^8$	0,029	$5{,}5 \cdot 10^9$	(0,032)	$6{,}0 \cdot 10^9$	0,032
230	0	0	$4{,}52 \cdot 10^9$	0,075 (0,032)	$4{,}53 \cdot 10^9$	0,089 (0,032)
400	0	0	$3{,}47 \cdot 10^9$	0,075 (0,032)	$3{,}47 \cdot 10^9$	0,089 (0,032)

Здесь t — момент измерения зондовых кривых в распадающейся плазме ($t = 0$ — активная фаза разряда). В скобках приведены предполагаемые значения температур частиц.

В цитированных выше работах предлагалась модификация определения температуры двумя способами. Первый — графической коррекцией зондовых кривых [2, 5], второй предполагал учёт величины слоя и взаимодействия частиц в этом слое [3–4]. В ион-ионной плазме величина слоя практически одинакова для отрицательных и положительных ионов и её значение при $0 < eU/(kT) < 5$ можно оценить по (2). Дальнейшее увеличение потенциала требует учёта экранирования, что впервые было сделано в [3]. По результатам этой работы асимптотическое значение $eU/(kT) \to \infty$ приводит к величине ионного слоя в 5,5 дебаевских радиусов. Из таблицы определяем значения концентрации ионов и их температуры при $t = 300$ мкс: $n = 4{,}1 \cdot 10^9$ см$^{-3}$ и $kT/e = 0{,}03$ эВ. Дебаевский радиус составляет 0,0014 см, величина слоя — 0,077 см. Расстояние, которое проходит ион O_2^+ с тепловой скоростью за время $t = 1{,}7 \div 2{,}2$ мкс, соответствующее максимуму тока $I_-(t)$ (см. кривую *1* на рис. 4) $s_+ = v \cdot t = 0{,}08 \div 0{,}1$ см, для отрицательных ионов — $s_- = 0{,}11 \div 0{,}15$ см. В случае гелиевой плазмы слой положительного зонда оценивается в 0,15–0,17 см, а перемещение положительного иона за 0,44 мкс — 0,23 см. Как видно, наши оценки толщины слоя и перемещения ионов за время его формирования совпадают с приемлемой точностью. Это указывает на тесную связь максимума «пичка» тока $I(t)$, величины призондового слоя и скорости ионов в этом слое.

Отметим ещё один замечательный факт: пики $I_-(t)$ и $I_+(t)$, измеренные на 80-й микросекунде распада, имеют практически такую же длительность, как и пики в ион-ионной плазме, что говорит о преимущественном влиянии ионов на формирование призондового слоя в кислородной плазме.

Как показали измерения (см. рис. 5), установившийся ток имеет асимптотическую зависимость $I(U) \sim U^{1/2}$ [3–5, 11], если построить ВАХ по максимуму тока смещения, то характеристика приобретает линейный вид: $I(U) \sim U$ (см. рис. 4). Было выдвинуто предположение, что такая функциональная зависимость обусловлена малым количеством измерений. Для опровержения этого мнения выполнены зондовые измерения в гелии. Импульсный сигнал регистрировался на осциллографе Textronix 1012B, и затем были построены ВАХ пиков и установившегося тока. Результаты измерений приведены на рис. 6, где показано, что для установившегося зондового тока также выполняется $I(U) \sim U^{1/2}$, в то время как для тока смещения $I(U) \sim U$. Между тем в описываемых условиях линейную зависимость для «пичка» тока смещения легко объяснить на примере движения диэлектрической пластины между обкладками плоского конденсатора. В замкнутой электрической цепи, содержащей источник ЭДС и ёмкость, протекает электрический ток, если в конденсатор с постоянной скоростью вдвигать диэлектрическую пластину

$$I(U) = \frac{vUl(1-\varepsilon)}{4\pi h}.$$

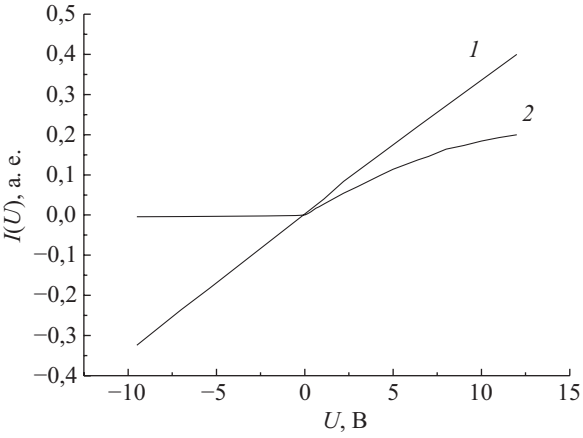

Рис. 6. Зондовая ВАХ в гелии:
1 — установившийся ток; *2* — ток смещения

В этом случае ток смещения определяется напряжением U, подаваемым на зонд, скоростью формирования призондового слоя v, отношением l/h — длины зонда к толщине слоя, а также разностью $(1-\varepsilon(\eta))$. Последнее выражение характеризует свойства плазмы в призондовом слое и несёт информацию об элементарных процессах, происходящих при его формировании. Отметим, что формула ёмкости для цилиндрического конденсатора, у которого расстояние между обкладками мало́, переходит в формулу для плоского конденсатора [14].

Как уже упоминалось выше, поверхность зонда и его слой объёмного заряда обладают некоторой ёмкостью. При этом количество заряда на его обкладках будет описываться аналогично цепи, состоящей из источника ЭДС, ключа, конденсатора и сопротивления [14]

$$Q = CU(1 - \exp(-t/\tau)), \tag{4}$$

где $\tau = RC$; U — ЭДС источника. Отметим, что при выводе (4) для сопротивления использовался закон Ома для участка цепи $U = IR$. Из самой постановки задачи следует, что $\varphi C = Q_0$; в случае призондового слоя его ёмкость зависит от времени $C = C(t)$, а кроме тока поляризации существует ещё ток проводимости. Чтобы найти ток на зонд, продифференцируем (4) по параметру τ:

$$I(t) = \frac{\partial Q_0}{\partial \tau}\,(1 - \exp(-t/\tau)) + \frac{\partial Q_0}{\partial \tau}\,\frac{t}{\tau}\,\exp(-t/T). \tag{5}$$

Таким образом, ток на зонд состоит из двух частей: тока поляризации Q_0/τ, который имеет зависимость $z\exp(-z)$, и тока проводимости, пропорционального $(1-\exp(-t/\tau))$ (см. рис. 2). Воспользуемся осциллограммой тока положительного зонда, а также уравнением (5) для определения τ. В случае положительного зонда (см. кривые *1* на рис. 3, 4) максимум пика превосходит установившийся ток почти в 2 раза: $I_-(81{,}8)/I_-(t > 83) \approx 2$. После несложных преобразований, с учётом экспериментального факта

$$\frac{\partial Q_0}{\partial \tau} \approx \frac{Q_0}{\tau} \approx I_0,$$

получаем нелинейное уравнение

$$\tau = \frac{t_2 \ln(t_2/\tau) - t_1 \ln(t_1/\tau)}{\ln[(I_0 - I_2)/(I_0 - I_1)]}. \tag{6}$$

Для его решения применим метод последовательных приближений; для первого полагаем $\ln(-t/\tau) = 1$, найденное значение τ подставляем в логарифмы числителя — получаем второе приближение и т. д. После некоторого числа итераций находим $\tau = 0{,}482$ мкс. На рис. 4 видно, что ток поляризации спадает на отметке 3 мкс, т. е. при 6τ, как и должно быть. Для гелиевой плазмы данный алгоритм приводит к значению $\tau = 0{,}174$ мкс. Как известно, в случае столкновений ионов с нейтральными частицами [12]

$$\lambda = \frac{1}{2N\sigma}.$$

С другой стороны,

$$\lambda = v_p\tau.$$

Используя эти два уравнения, находим сечения, которые составляют $1{,}05 \cdot 10^{-14}$ см^2 для кислорода и $2{,}26 \cdot 10^{-15}$ см^2 для гелия, что хорошо согласуется с сечениями поляризации кислорода и перезарядки гелия, приведёнными в литературе [12, 15]. Таким образом, для кислорода можно говорить о транспортном сечении, т. е. о сечении, вклад в которое дают различные процессы. Стоит отметить, что если в качестве τ брать максимум пика *1* (см. рис. 3), то предложенный алгоритм даёт сечение $3 \cdot 10^{-15}$ см^2 , что соответствует сечению перезарядки молекулярного иона O_2^+.

Выводы. В статье представлены экспериментальные исследования нестационарных токов и предложены методики определения важнейших характеристик призондовых слоёв объёмного заряда в плазме низкого давления. На основании результатов зондовых измерений в плазме кислорода и гелия впервые указано, что причиной осцилляций тока в слое положительного заряда являются исключительно электроны, поскольку в ион-ионной плазме отрицательного зонда такие колебания отсутствуют. Наличие этих колебаний связано с формированием слоя. Возможно, что осцилляции тока возникают в результате колебаний электронной компоненты в процессе перезарядки положительных ионов: движение электронов определяется микрополем, перезарядка меняет направление и модуль скорости; за счёт инерции более легкие частицы «проскакивают», но изменившееся микрополе вынуждает их изменить траекторию, что и вызывает колебания. Приводится обоснование вывода об отношении слоёв как функции отношения пиков токов смещения. Это позволяет определить наличие отрицательных ионов в призондовом слое.

Не менее интересным представляется развитие концепции диэлектрических свойств плазмы. Линейная зависимость тока смещения от потенциала зонда позволяет определять диэлектрическую проницаемость, которая, в свою очередь, характеризует степень поляризации плазмы в двойном слое. Предложен алгоритм для определения характерного времени спада $I(t)$. В работе приводится метод определения основного элементарного процесса по сечению столкновений.

Литература

1. *Шотт Л.* Электрические зонды // Методы исследования плазмы / под ред. Лохте-Хольтгревена. М: Мир, 1971. С. 499–501.

2. *Каган Ю. М., Перель В. И.* Зондовые методы исследования плазмы // Усп. физ. наук. 1963. Т. LXXXI. Вып. 3. С. 409–452.

3. *Гуцев С. А.* К теории призондового слоя в ион-ионной плазме // Деп. в ВИНИТИ. №2956-В97. 14 с.

4. *Гуцев С. А.* Исследования распадающейся плазмы электроотрицательных газов // ИФЖ. 2002. Т. 75, № 2. С. 477–483.

5. *Гуцев С. А., Косых Н. Б., Кудрявцев А. А.* Учёт столкновений заряженных частиц при обработке зондовых кривых // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 4: Физика, химия. 2013. Вып. 4. С. 153–155.

6. *Демидов В. И., Колоколов Н. Б., Кудрявцев А. А.* Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М., 1996.

7. *Kamke D., Rose H. J.* Die Tragerdichte im Plasma und ihre Bestimmung mit der Impuls-Sonde // Zs. Phys. 1956. Vol. 145. P. 83.

8. *Barnes B. T., Eros S.* Techniques for measuring the dynamic characteristics of a low pressure discharge // J. Appl. Phys. 1950. Vol. 21. P. 1275.

9. *Carlson R. Y., Okuda T., Oskam H. J.* Dynamic Langmuir probe studies // J. Appl. Phys. 1962. Vol. 33. P. 3143.

10. *Carlson R. W., Okuda T., Oskam H. J.* Studies of the dynamic properties of Langmuir probes l: Measuring methods // Physica. 1964. Vol. 30. P. 182.

11. *Гуцев С. А.* Исследование эволюции параметров нестационарной плазмы в ЭОГ: дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб., 1997. 147 с.

12. *Райзер Ю. П.* Физика газового разряда. М., 1992.

13. *Thompson J. B.* Electron energy distribution in plasmas oxygen and nitrogen // Proc. Roy. Soc. 1961. Vol. A262. P. 503–518.

14. *Сивухин Д. В.* Электричество. М.: Наука, 1983.

15. *Месси Г.* Отрицательные ионы. М., 1979.

Статья поступила в редакцию 15 сентября 2014 г.

Контактная информация

Астафьев Александр Михайлович — аспирант; e-mail: astafev-aleksandr@yandex.ru
Гуцев Сергей Анатольевич — инженер; e-mail: gsa_ges@mail.ru
Косых Н. Б. — инженер; e-mail: ipnk5419@mail.ru

Astafiev Aleksandr Mihailovich — post-graduate student; e-mail: astafev-aleksandr@yandex.ru
Gutsev S. A. — Researcher; e-mail: gsa_ges@mail.ru
Kosyh N. B. — Researcher; e-mail: ipnk5419@mail.ru