

04

## **Влияние ионного тока на определение температуры и концентрации электронов зондовым методом**

© С.А. Гуцев, Н.Б. Косых, А.С. Чирцов

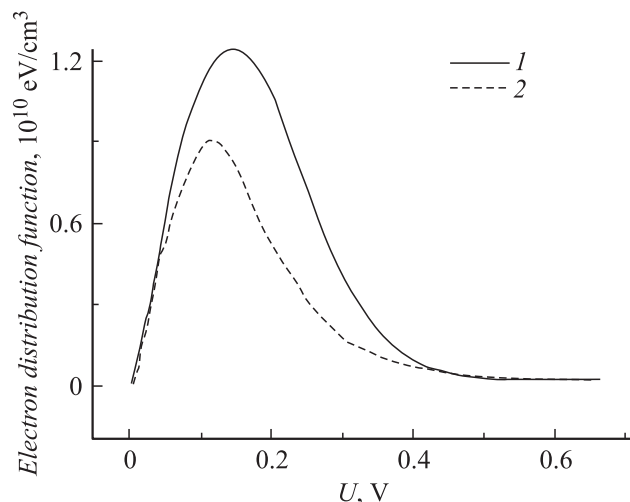
Санкт-Петербургский государственный университет  
E-mail: ipnk5419@mail.ru

Поступило в Редакцию 10 августа 2011 г.

Выявлен эффект завышения электронной температуры, определяемой по наклону измеряемой ВАХ или второй производной зондового тока методом Дрювестейна. Показано, что учет вклада ионного тока позволяет уточнить экспериментально измеряемую по наклону ВАХ температуру электронов. Анализ подтверждает завышение концентрации ионов, определяемой по ВАХ в условиях столкновений в призондовом слое.

Зондовые методы диагностики позволяют определять локальные характеристики плазмы, такие как температура и функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), концентрация заряженных частиц, напряженность электрического поля и т.п. [1]. К настоящему времени разработаны как бесстолкновительная, так и диффузионная теории движения заряженных частиц на зонд, которые дают хорошее согласие эксперимента и теории в широком диапазоне разрядных условий [2–6]. При обработке экспериментальных кривых требуется знание парциальных токов, в то время как ток на одиночный зонд всегда является суммой электронной и ионной компонент. Поэтому неучет вклада „паразитной“ компоненты может приводить к ошибкам в определении параметров плазмы.

Данная работа посвящена совершенствованию зондовых методик определения температуры электронов по наклону ВАХ и второй ее производной. Выполнен анализ завышения концентрации заряженных частиц, определяемой по ионной части ВАХ в условиях столкновений в призондовом слое. Рассмотрены возможные причины наблюдаемого в эксперименте излома квадратичной зависимости ионного тока.



**Рис. 1.** ФРЭЭ, полученная методом измерения второй производной зондового тока. Кривые 1 и 2 получены при разрядных токах 40 и 80 мА соответственно.

Импульсно-периодический разряд создавался в стеклянной цилиндрической трубке радиусом 1.6 см, расстояние между электродами составляло 23 см, в трубку был впаян цилиндрический зонд радиусом 0.002 см, длиной 1 см, зонд располагался на оси трубки. Модулирующее устройство формировало импульс 1.5 кВ длительностью 50 мкс, фаза послесвечения составляла 350 мкс. Разрядный ток варьировался от 10 до 200 мА, поле в положительном столбе при этом находилось в диапазоне 3–12 В/см. В измеряемых условиях давление гелия менялось от 0.4 до 2 Торг. Для диагностики плазмы была использована электронная схема, позволявшая регистрировать ВАХ —  $I(U)$ , а также ее вторую производную  $\partial^2 I / \partial U^2$  (ФРЭЭ).

Для максвелловской ФРЭ (рис. 1) температура  $T_e$  обычно определяется по наклону электронной части зондовой ВАХ или ее второй производной (которая пропорциональна ФРЭЭ) [7]:

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{\Delta U}{\Delta \ln I}, \quad (1)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $T_e$  — электронная температура,  $\Delta U$  — диапазон напряжений, где ток  $I$  имеет логарифмическую зависимость.

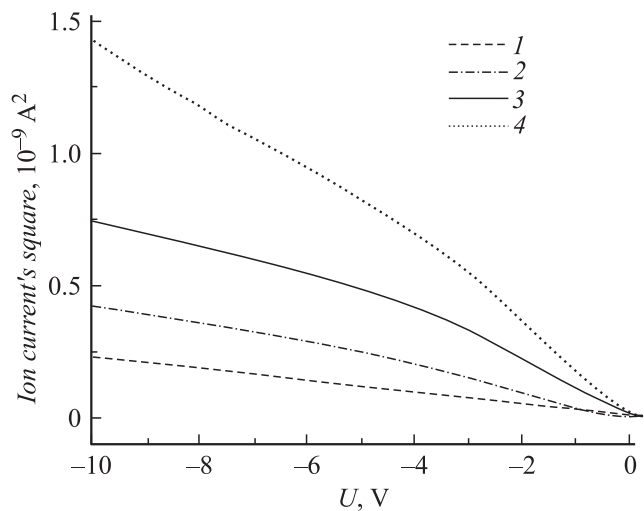
При измерениях в ион-ионной плазме [8–10] отмечалось, что определяемая по (1) температура ионов обоих знаков имеет тенденцию к завышению. Проведенные в данной работе измерения выявили повышенные температуры электронов при уменьшении энерговклада в разряд и увеличении давления. В качестве примера укажем на измерения  $\partial^2 I / \partial U^2$  при давлении 0.7 Torr, задержке 200  $\mu$ s и различных токах разряда в гелии. Так, для 80 mA определяемая по (1) температура составила 500 K, а для 40 mA ее значение — 930 K. Такая разность температур электронов в условиях, когда из всех разрядных параметров изменяется только ток разряда, выглядит парадоксально. Это противоречие устраняется учетом ионного тока, который, в свою очередь, измеряется экспериментально.

Как известно, измеряемая в эксперименте зондовая кривая представляет собой сумму электронной и ионной составляющих. Если токи в их алгебраической сумме имеют разные знаки, то их вторые производные  $\partial^2 I_e / \partial U^2$  и  $\partial^2 I_i / \partial U^2$  имеют один и тот же знак (один растет, другой падает). Для реализуемых в послесвечении низких температур уже при  $U > 0.4$  V ФРЭ мала и „хвост“ кривой второй производной регистрируемого полного тока на зонд определяется второй производной ионного тока. Поэтому методику определения температуры по формуле (1) можно модифицировать следующим образом. В работах [6,9] было найдено, что при больших потенциалах квадрат ионного тока линейно зависит от потенциала зонда, следовательно, его вторая производная имеет вид:

$$\frac{\partial^2 I_i}{\partial U^2} = \text{const } U^{-3/2}. \quad (2)$$

При фиксированном потенциале определяем  $\text{const} = (\partial^2 I_i / \partial U^2) U^{3/2}$ , строим на экспериментальном графике кривую (2), проводим вычитание и уже тогда определяем температуру по (1). Учет второй производной ионного тока в ФРЭ и последующее логарифмирование приводят к согласию для рассматриваемых выше условий и дают значение электронной температуры 520 K.

В свою очередь, нахождение концентрации зарядов по ионной части зондовой ВАХ также требует определенной осторожности.



**Рис. 2.** Зависимости квадратов ионных токов от давления. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют давлениям 0.5, 0.7, 1.0, 1.4 Торг.

При низких давлениях, когда справедливо приближение орбитально-го движения заряженных частиц на зонд, ток равен (см., например, [6]):

$$I_{i,e}(U) = \frac{en_{i,e}S}{\sqrt{\pi}} \sqrt{kT_{i,e} + eU}, \quad (3)$$

где индексы  $i, e$  относятся к ионам и электронам соответственно,  $S$  — площадь поверхности зонда. Ток на зонд пропорционален корню квадратному из напряжения в асимптотике  $eU \gg kT_{i,e}$ .

Результаты экспериментального измерения ионного тока при задержке  $100 \mu\text{s}$  представлены на рис. 2. Кривая 1 соответствует давлению 1.4 Торг и разрядному току 40 мА, 2 — 1 Торг и 70 мА, 3 — 0.7 Торг и 80 мА, 4 — 0.5 Торг и 160 мА.

Рисунок имеет три интересные особенности. Первая — на всех кривых существуют отрезки, на которых зависимость  $I^2(U)$  линейна; вторая — по мере уменьшения давления на  $I^2(U)$  появляется излом; третья — все асимптотики кривых пересекаются в одной точке, по которой согласно (3) можно определить температуру ионов.

Для сопоставления разных методик, по асимптотической зависимости  $I^2(U)$  находились концентрации электронов и ионов, кроме того, плотность электронов определялась по потенциалу пространства. Для этого в одном масштабе совместно с ВАХ измерялась  $\partial^2 I / \partial U^2$ , по ее максимуму определялся потенциал пространства. В этой точке ток на зонд и концентрация электронов связаны соотношением

$$I_e(U) = \frac{en_e v_e S}{4}, \quad (4)$$

где  $v_e$  — дрейфовая скорость электронов. По методикам (2), (3) были обработаны все кривые, ионная часть которых представлена на рис. 2. К примеру, для давления 0.5 Торг и тока 160 мА концентрация электронов  $n_e$  составила  $2.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , концентрация ионов  $n_i$  —  $1.94 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а для давления 1.4 Торг и тока 40 мА плотность электронов  $n_e = 6.1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а плотность ионов  $n_i = 8.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Несмотря на то что плазма квазинейтральна и плотности частиц разного сорта должны быть одинаковы, во втором случае плотность ионов на треть превышает плотность электронов.

Проблема завышения концентрации ионов известна и обсуждалась прежде, например в [5]. Анализируя поведение ионного тока, авторы отмечали существенное завышение плотности частиц. Этот эффект объяснялся, в частности, тем, что собирающей площадью является не поверхность зонда, а область слоя пространственного заряда.

Для анализа результатов выполним оценки длин пробега электронов и ионов  $\lambda_{e,i}$ . Основными элементарными процессами, по данным [3], являются упругие столкновения и перезарядка. Тогда для давления 1.4 Торг  $\lambda_e = 0.043 \text{ см}$  и  $\lambda_i = 0.039 \text{ см}$ . Напомним, что при таком давлении определенные по ВАХ плотности частиц  $n_e = 6.1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  и  $N_i = 8.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Значение дебаевского радиуса по электронной концентрации равно 0.001 см. Радиус слоя объемного заряда  $r_{si}$  определяем по закону „ $3/2^e$ “ [3]:

$$r_{si} \approx \left( \frac{M_i}{m_e} \right)^{1/4} \left( \frac{eU}{kT_e} \right)^{3/4} d, \quad (5)$$

где  $m_e$  — масса электрона,  $M_i$  — масса иона,  $d$  — дебаевский радиус.

Оценочное значение толщины ионного слоя объемного заряда составляет 0.06–0.09 см. Поскольку уже при нескольких  $kT_e$  ионный

слой в  $(M_i/m_e)^{1/4}$  раз больше дебаевского радиуса, то из оценок следует, что при давлении 1.4 Торг  $\lambda_i < r_{si}$  и ионы движутся на зонд в столкновительном режиме. В случае положительного зонда  $\lambda_e > r_{se}$  при всех значениях потенциала зонда. Поэтому эффект завышения ионной концентрации, на который указывают авторы [5], по-видимому, связан со столкновениями в слое, которые приводят к изменению траектории движения ионов на зонд и их накоплению.

Для остальных ВАХ, приведенных на рис. 2, плотности частиц совпадают с точностью до экспериментальных погрешностей, что свидетельствует о бесстолкновительном движении в слое объемного заряда.

Таким образом, в эксперименте линейность  $I^2(U)$  сохраняется как в ленгмюровском, так и в диффузионном движении ионов.

К такому же мнению приходит и автор [4], указывая, что линейная зависимость  $I^2(U)$  не всегда является следствием орбитального движения. Сопоставляя результаты спектроскопических измерений  $n_e$ ,  $n_i$  с зондовыми из работы [6], он нашел хорошее их согласие (18%), хотя движение не являлось орбитальным.

Авторы [4,9], отмечая, что  $I^2(U)$  ионной части имеет излом, приводят коэффициенты наклона соответствующих областей линейных характеристик. Они предполагают, что положение излома связано с границей роста слоя объемного заряда. Наши экспериментальные данные свидетельствуют о корректности этих предположений.

Таким образом, в работе проведены зондовые измерения в импульсной плазме гелия в диапазоне давлений 0.5–1.4 Торг. Выявлен эффект завышения электронной температуры, определяемой по наклону измеряемой ВАХ или второй производной зондового тока методом Дрюестейна. Показано, что учет вклада ионного тока позволяет уточнить экспериментально измеряемую по наклону ВАХ температуру электронов. Анализ подтверждает завышение концентрации ионов в столкновительных условиях, определяемой по ВАХ. Рассмотрены предположения о характере излома квадратичной зависимости ионного тока.

Авторы благодарят А.А. Кудрявцева за поддержку и участие в обсуждениях результатов исследования. Авторы также благодарят А.С. Нуянзина и М.М. Сапожникову (Analog Devices) за консультации по элементной базе микроэлектроники для измерительной схемы.

**Список литературы**

- [1] *Economou D.J.* // Appl. Surf. Science. 2007. V. 253. P. 6672.
- [2] *Langmuir I., Tonks L.* // Phys. Rev. 1929. V. 34. P. 876.
- [3] *Raizer Yu.P.* // Gas Discharge Physics. Springer, 1991.
- [4] *Chen F.F.* // J. App. Phys. 1965. V. 36. P. 675.
- [5] *Per'VI., Kagan Yu.M.* // Sov. Phys. Usp. 1964. V. 6. P. 767.
- [6] *Gardner A.L., Oleson N.L.* // Phys. Fluids. 1962. V. 5. P. 794.
- [7] *Druyvesteyn M.J., Warmoltz N.* // Phil. Mag. 1935. V. 17. P. 1.
- [8] *Гуцев С.А.* // Инженерно-физический журнал. Минск, 1998. Т. 71. № 3. С. 572.
- [9] *Schulz G.J., Brown S.C.* // Phys. Rev. 1955. V. 98. P. 1642.
- [10] *Богданов Е.А., Кудрявцев А.А., Скребов В.А.* // Изв. РАН. 1999. Т. 63. № 11. С. 2236–2240.