

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ НЕЛОКАЛЬНОСТИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРООТРИЦАТЕЛЬНОМ ГАЗЕ

В.В.Иванов, К.С.Клоповский, Д.В.Лопав, Е.А.Муратов, А.Т.Рахимов, Т.В.Рахимова¹⁾

*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 февраля 1996 г.

Экспериментально обнаружена нелокальность функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в разряде постоянного тока в кислороде. Разработана методика измерения изотропной части ФРЭЭ в низкотемпературной плазме электроотрицательных газов. Определены радиальные зависимости ФРЭЭ и распределения по радиусу плотности электронов, средней энергии электронов и потенциала.

PACS: 52.70.Ds, 52.25.Dg

Функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) является основной характеристикой, с использованием которой проводится моделирование процессов в слабоионизованной низкотемпературной плазме.

Функции распределения электронов $F(v, R, t)$ в электрическом поле в общем случае является функцией семи переменных и находится из решения кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial F(v, R, t)}{\partial t} + v \frac{\partial F(v, R, t)}{\partial R} + \frac{eE(R, t)}{m} \frac{\partial F(v, R, t)}{\partial v} = St, \quad (1)$$

где St – интеграл столкновений, $E(R, t)$ – напряженность электрического поля; e, m – заряд и масса электрона. Ввиду сложности нахождения эффективного алгоритма для решения уравнения (1), используют различные упрощающие приближения. Одно из наиболее часто применяемых приближений состоит в пренебрежении пространственной неоднородностью плазмы. Однако такое приближение справедливо, когда характерный размер неоднородности L превышает энергетическую длину релаксации электронов Λ_e : $L \gg \Lambda_e$. В случае, когда справедливо обратное неравенство: $L \ll \Lambda_e$, приближение пространственной однородности в уравнении Больцмана становится некорректным. При этом функция распределения электронов $F(v, R, t)$ не определяется локальными значениями электрического поля и, в этом смысле, становится "нелокальной". Нелокальные свойства ФРЭЭ могут проявляться при изучении процессов в катодном слое [1, 2], в емкостных и индукционных ВЧ разрядах при низких ($P \leq 1$ торр) давлениях [3–6]. В инертных газах нелокальность ФРЭЭ подтверждалась прямыми пространственными измерениями [3, 4]. Отметим, что экспериментально нелокальность ФРЭЭ можно зафиксировать при низких давлениях газовой среды, когда, согласно [7, 8], пространственная зависимость

¹⁾e-mail: rtv@mics.msu.su

ФРЭЭ определяется только потенциальной энергией электронов в поле пространственного заряда. Физическим основанием для этого предположения является то, что при низких давлениях среды, $L \ll \Lambda_e$, движение электронов в поле пространственного заряда определяется полной энергией: $\epsilon = W - e\varphi$, где W , $e\varphi$ – кинетическая и потенциальная энергии электрона. При этом экспериментально измеренные ФРЭЭ в различных пространственных точках должны совпадать с точностью до сдвига в энергетическом пространстве, равного разности потенциалов в соответствующих точках. Подобное явление наблюдалось при измерении ФРЭЭ в ВЧ разряде в Ar в работах [3, 4].

В молекулярных газах исследование эффектов пространственной нелокальности ФРЭЭ затруднено из-за того, что диапазон "греющих" электрических полей, где проявляется нелокальность ФРЭЭ, может сужаться, так как Λ_e в основном определяется неупругими процессами с более низкими по энергиям порогами возбуждения. В электроотрицательных газах измерение ФРЭЭ дополнительно осложняется наличием значительных концентраций отрицательных ионов [9].

В данной работе экспериментально обнаружена нелокальность ФРЭЭ в электроотрицательном газе на примере разряда постоянного тока в кислороде. Неоднородное радиальное электрическое поле E_r в разряде постоянного тока в трубке, связанное с пространственным зарядом, является "охлаждающим" по отношению к продольному токовому полю E_z .

На рис.1 представлен экспериментальный стенд для исследования плазмы кислорода. Разряд постоянного тока в чистом O_2 создавался в трубке из молибденового стекла (внутренний диаметр $2R_T = 12$ мм, расстояние между электродами 490 мм) при давлении 0.15–6 торр и токах 3–40 мА. Все зондовые измерения проводились с помощью системы трех молибденовых зондов (A, B, C; рис.1, диаметр каждого зонда ≈ 100 мкм), которые располагались вдоль оси трубки, а сама система зондов могла перемещаться по радиусу разрядной трубки. Зонды были установлены параллельно друг другу, при этом расстояние между зондами A и C составляло 30 мм. Зонды B и C были жестко соединены между собой (зазор между ними ~ 1 мм, см. рис.1). Продольное поле E_z в положительном столбе разряда измерялось обычным образом [1], то есть по разнице плавающих потенциалов зондов A и B.

Специфика зондовых измерений в плазме электроотрицательных газов обусловлена тем, что концентрация ионов в плазме может быть достаточно высокой – на порядок и более превышать концентрацию электронов. Поэтому ионы оказывают заметное влияние на ход зондовых характеристик и, следовательно, на точность определения ФРЭЭ, получаемую из обработки этих характеристик. Чтобы уменьшить неточность в определении ФРЭЭ, вносимую большими ионными токами на зонд, был использован метод модуляции напряжения смещения зонда синусоидальным сигналом малой амплитуды с регистрацией тока на зонд на частоте модуляции [1]. Значения изотропной части ФРЭЭ, нормированные на $W^{1/2}$, определялись по второй производной зондовой характеристики [1].

Зондовые измерения были реализованы следующим образом. Была создана система управления потенциалом зондов B и C относительно опорного потенциала U_{op} ($U_{op} = -15$ кВ \div $+15$ кВ), отсчитываемого от потенциала одного из электродов разряда. Подача на зонды управляющего потенциала (прому-

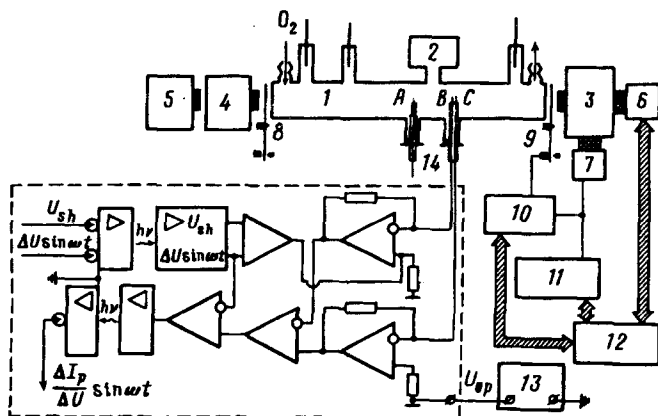


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 - разрядная трубка, 2 - мембранный датчик давления, 3 - монохроматор, 4 - дейтериевая лампа, 5 - эксимерный ArF(KrF)-лазер, 6 - ПЗС линейка, 7 - AsGa ФЭУ; 8, 9 - модуляторы, 10 - LOCK-IN amplifier, 11 - ВОХСАР интегратор, 12 - IBM 386DX2, 13 - высокостабилизированный источник опорного напряжения зондов (см. текст), 14 - система зондов, 15 - система управления потенциалом зонда, измерения первой производной тока на зонд, а также подавления "шумов" плазмы (см. текст)

лированного синусоидальным напряжением) осуществлялась через оптический канал излучатель-приемник. Точковый сигнал зонда на частоте модуляции передавался из системы также через оптический канал. Оптическая развязка системы с остальной измерительной частью установки позволила использовать прецизионные операционные усилители с полевыми транзисторами на входе и работать в любой выбранной точке разряда в широком диапазоне токов и давлений.

Следует отметить, что в плазме электроотрицательных газов, в том числе в кислороде, "шумы плазмы" (в первую очередь за счет страт) в токе на зонд очень велики. Для того, чтобы значительным образом подавить эти шумы и, кроме этого, убрать вклад слабой нелинейности системы в сигнал, немодулированный токовый сигнал зонда *C* поступал в петлю отрицательной обратной связи системы измерения.

Определение значений ФРЭЭ проводилось следующим образом. Система зондов помещалась в выбранную область положительного столба разряда, то есть перемещалась на фиксированное расстояние *R* от оси разряда. До и между циклами измерений зонды *B* и *C* находились под отрицательным потенциалом около 100 В по отношению к плазменному потенциалу в исследуемой области положительного столба разряда. На зонды *B* и *C* относительно выбранного опорного напряжения U_{op} (как правило, U_{op} устанавливалось на ~ 15 В ниже плавающего потенциала зондов *B* и *C*, см. рис.1) подавалось напряжение смещения U_{sf} и, кроме этого, на зонд *B* - синусоидальное напряжение модуляции $U_m \sin(2\pi f_m t)$ ($U_m = 50$ мВ, $f_m = 14$ кГц) от гетеродина в LOCK-IN amplifier. При этом обеспечивалось изменение потенциала зондов *B* и *C* от U_{op} до $U_{op} + 30$ В. Сканирование U_{sf} осуществлялось с помощью модуля 10-разрядного программируемого ЦАП в крейте КАМАК. Скорость

сканирования всегда была менее U_m/τ , где $\tau \approx 0.3$ с – постоянная времени синхронного детектора. Цикл измерения $\partial I_p/\partial U_{s,f}(U_{s,f})$ занимал около 2 мин. Сигнал системы, соответствующий току зонда B на частоте модуляции, поступал на вход блока синхронного детектора в LOCK-IN amplifier. С его выхода сигнал, пропорциональный первой производной зондовой характеристики, подавался на вход модуля 14-разрядного программируемого АЦП в крейте КАМАК. Крейт КАМАК был связан с компьютером IBM-386DX2, где осуществлялись управление ходом эксперимента, накопление и дальнейшая обработка данных. Программная обработка полученных данных включала в себя: сглаживание экспериментальных данных $\partial I_p/\partial U_{s,f}(U_{s,f})$, численное дифференцирование кривой $\partial I_p/\partial U_{s,f}$, сглаживание кривой $\partial^2 I_p/\partial U_{s,f}^2$, вычисление радиального распределения плазменного потенциала $\varphi(R)$ относительно потенциала в центре разрядной трубки; нормировку ФРЭЭ и отображение их в шкале полной энергии электронов $\epsilon(R)$; вычисление радиальных профилей средней энергии $\langle \epsilon \rangle$ и концентрации электронов.

На рис.2 представлены измеренные ФРЭЭ в шкале полной энергии электронов (потенциальная энергия отсчитывается от потенциала на оси разряда) при трех радиальных положениях R_i – 0, 3 и 5 мм для плотности разрядного тока 5 mA/cm^2 и разных значениях параметра $R_T P$. Из рис.2 видно, что при энергии, близкой к плазменному потенциалу U_s , на ФРЭЭ имеются выбросы, обрывающиеся до нуля при $\epsilon = U_s$. Эти выбросы на ФРЭЭ обусловлены отрицательными ионами. Из рис.2 также видно, что при низких давлениях $P = 0.15 - 0.3$ торр ($R_T P = 0.09 - 0.18$ см-торр) работает приближение зависимости ФРЭЭ только от полной энергии, то есть $F(R, W) = F(\epsilon(R))$. Вплоть до ~ 13 эВ значения ФРЭЭ при разных радиальных положениях совпадают в шкале полной энергии $\epsilon(R)$.

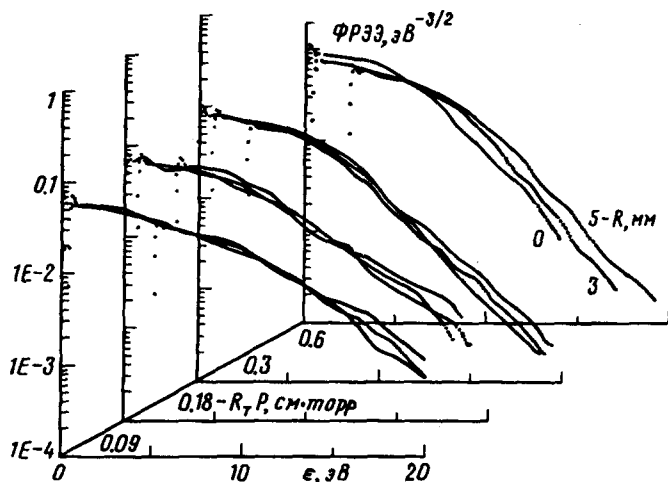


Рис.2. Измеренные нормированные радиальные ФРЭЭ в шкале полной энергии электронов при трех радиальных положениях $R = 0, 3$ и 5 мм для плотности разрядного тока 5 mA/cm^2 и разных значениях параметра $R_T P$ (R_T – радиус трубки, P – давление O_2)

Отметим, что при сдвиге по радиусу мы наблюдаем не весь энергетический спектр электронов, но только ту его часть, где кинетическая энергия электронов выше потенциальной в данной точке пространства. Таким образом, низкоэнергетичная часть ФРЭЭ "обрезается". При увеличении давления, начиная с некоторой энергии, ФРЭЭ перестают совпадать в различных точках пространства. Это говорит о том, что с определенных значений R, P перестает работать приближение для ФРЭЭ как функции только полной энергии $\epsilon(R)$. Действительно, при увеличении давления длина релаксации высокоэнергетичных электронов Λ_ϵ начинает определяться неупругими процессами рассеяния электрона на молекуле кислорода. В то же время Λ_ϵ для низкоэнергетичных электронов продолжает определяться упругими соударениями. Как видно на рис.2, при $P = 0.5$ торр ($R, P = 0.3$ см-торр) кривые для ФРЭЭ в кислороде не совпадают в шкале полной энергии, начиная с $\epsilon \geq 10$ эВ. Это означает, что величина Λ_ϵ начинает определяться неупругими процессами с высоколежащими порогами (состояния $c^1\Sigma_u^-, A'^3\Delta_u, A^3\Sigma_u^+, B^3\Sigma_u^-$ и т.д.).

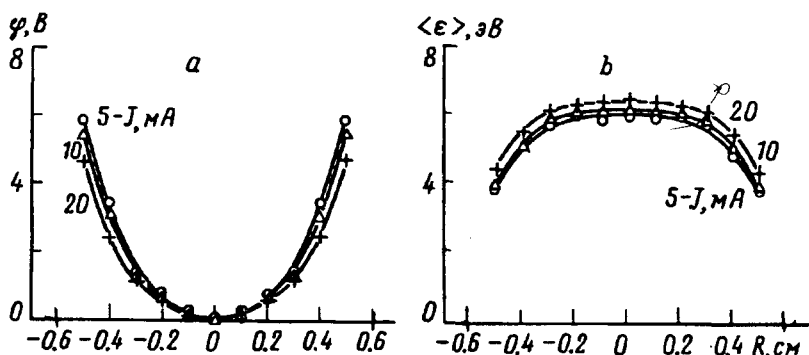


Рис.3. Для давления 0.3 торр ($R, P = 0.18$ см-торр) и трех плотностей тока 5, 10 и 20 mA/cm^2 представлены: а) – радиальные профили плазменного потенциала; б) – радиальные профили средней энергии электронов

На рис.3 для давления 0.3 торр и трех плотностей тока 5, 10 и 20 mA/cm^2 представлены определенные из экспериментальных измерений: а) радиальный профиль потенциала пространственного заряда; б) профиль средней энергии электронов. Из рис.3а видно, что при $P = 0.3$ торр отсутствует протяженная область с близким к нулю потенциалом, то есть велика область радиального поля E_r , определяемого пространственным зарядом, что является косвенным подтверждением важности учета нелокальности ФРЭЭ. Незначительное падение ϕ с ростом плотности тока j от 5 до 20 mA/cm^2 связано с тем, что в этой области изменения j величина E_z/N еще заметно падает, при этом одновременно снижаются средняя энергия электронов и, следовательно, потенциал ϕ . Большая пространственная область падающих значений средней энергии на рис.3б связана с зависимостью ФРЭЭ от полной энергии электронов. Наклон ФРЭЭ увеличивается с ростом энергии, чему соответствует снижение средней энергии электронов, достигающих более удаленных от оси разряда точек. Это можно интерпретировать как эффект "охлаждения" электронов разряда радиальным полем, сформировавшимся за счет пространственного заряда.

Таким образом, в данной работе была продемонстрирована нелокальность ФРЭЭ в электроотрицательном газе. Полученные данные могут служить тестом для исследования применимости различных модельных решений уравнения Больцмана.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-05461) и Международного научного фонда (гранты G-7000, G-7300).

-
1. Ю.П.Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.
 2. А.М.Попов, А.Т.Рахимов, Т.В.Рахимова, *Физика плазмы* **19**, 1241 (1993).
 3. V.A.Godyak, R.B.Piejak, and B.M.Alexandrovich, *Plasma Sources Sci. Technol.* **1**, 36 (1992).
 4. U.Kortchagen, *Phys. Rev. E* **49**, 4369 (1994).
 5. U.Kortchagen, I.Pukropski, and L.D.Tsendin, *Phys. Rev. E* **51**, 6063 (1995).
 6. В.В.Иванов, А.М.Попов, Т.В.Рахимова, *Физика плазмы* **21**, 548 (1995).
 7. I.V.Bernstein and T.Holstein, *Phys. Rev.* **94**, 1475 (1954).
 8. Л.Д.Цендин, *ЖЭТФ* **66**, 1638 (1974).
 9. H.Amemiya and K.Shimizu, *Japan J. Appl. Phys.* **13**, 1035 (1974).