

01;04

Нахождение энергетического распределения электронов в плазме по измерениям первой и второй производных зондового тока

© Н.А. Горбунов, А.Н. Копытов, Ф.Е. Латышев

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета,
198504 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: gorbunov@paloma.spbu.ru

(Поступило в Редакцию 23 января 2002 г.)

Предложен способ восстановления функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) как суммы второй производной электронного тока на зонд и величины, пропорциональной его первой производной. Решением модельных задач для типичных распределений в плазме показано, что предлагаемый метод позволяет уменьшить в несколько раз систематическую погрешность восстановления ФРЭЭ по сравнению с традиционными методиками ленгмюровского и диффузионного зондов. Данный метод применим в широком диапазоне отношения радиуса зонда к длине свободного пробега электронов. Предложенный метод используется в данной работе для определения распределения быстрых неравновесных электронов в послесвечении разряда в неоне, а также для определения температуры максвелловских электронов в низкоэнергетической области в послесвечении разряда в азоте.

Введение

В настоящее время для измерения функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) в плазме широко используется зондовый метод [1]. Наибольшее употребление нашли методики определения ФРЭЭ при помощи нахождения производных зондового тока в зависимости от потенциала зонда V . Метод измерения по второй производной применяется при низких давлениях нейтрального газа в условиях, когда радиус зонда a много меньше длины свободного пробега электрона λ (ленгмюровский зонд). Метод измерения по первой производной, предложенный в [2], справедлив при высоких давлениях нейтрального газа в условиях $a \gg \lambda$ (диффузионный метод).

В настоящее время разработаны различные способы определения производных. К ним относятся методы численного дифференцирования, модуляции зондового тока, дифференцирования при помощи радиотехнических усилителей [1]. Они позволяют проводить измерения с необходимым временным разрешением, накапливать полезный сигнал и выделять его на фоне шумов. Нахождение производных зондового тока позволяет получить информацию о высокоэнергетической части ФРЭЭ при потенциалах, превышающих потенциал изолированного зонда V_p . Это связано с тем, что на значительном энергетическом интервале $V > V_p$ производная зондовой вольтамперной характеристики (ВАХ) определяется электронным током, поскольку ток положительных ионов практически достигает своего насыщения и поэтому слабо зависит от V . Это свойство дает несомненное преимущество по сравнению с определением ФРЭЭ прямо из интегрального уравнения, связывающего ФРЭЭ и электронный ток на зонд, когда определение ФРЭЭ при $V > V_p$ практически невозможно.

Однако методикам измерения ФРЭЭ по первой и второй производным присущи неизбежные систематиче-

ские ошибки, связанные с конечным отношением a/λ в реальном эксперименте. Указанные систематические ошибки были проанализированы для различных видов ФРЭЭ и параметров a/λ в работе [3]. Было показано, что наибольшие искажения возникают вблизи потенциала пространства и для неравновесной высокоэнергетической части ФРЭЭ.

Для уменьшения систематических искажений было предложено находить ФРЭЭ из интегральных уравнений, связывающих ФРЭЭ и производные электронного тока на зонд [4]. Такие процедуры принадлежат к классу некорректных задач и для своего решения требуют применения методов регуляции. В этом случае достаточно сложно найти связь между решением уравнения и случайной погрешностью измеряемой величины.

Другой подход к указанной проблеме состоит во введении корректирующих поправок к измеренной второй производной [5,6]. Во многих случаях он позволяет находить ФРЭЭ без серьезных искажений и избежать применения регуляционных алгоритмов. Но такие методы могут быть использованы только в области $a/\lambda < 1$ и для ФРЭЭ, монотонно убывающих с ростом энергии.

В данной работе мы предлагаем метод нахождения ФРЭЭ при помощи комбинаций первой и второй производных электронного тока на зонд. Мы продемонстрируем эффективность данного метода путем решения модельных задач для различного вида ФРЭЭ и широкого диапазона отношений a/λ . Данная методика используется для определения ФРЭЭ в послесвечении неона и азота, где традиционные методы измерения значительно искажают ФРЭЭ.

Методика получения ФРЭЭ

В работе [3] на основе кинетического подхода была получена формула, связывающая электронный зондовый ток и ФРЭЭ. Она была получена для условий $\lambda_e > a + d$,

где λ_ε — длина энергетической релаксации, a — радиус зонда, d — толщина слоя объемного заряда. Для практически важного случая тонкого слоя объемного заряда $a \gg d$ эта формула имеет вид

$$j_e(eV) = C_0 \int_{eV}^{\infty} \frac{(\varepsilon - eV)f(\varepsilon)d\varepsilon}{1 + \psi(\varepsilon) \left(1 - \frac{eV}{\varepsilon}\right)}, \quad (1)$$

где $C_0 = (8\pi e)/(3m^2\gamma_0)$ — константа нормировки, e и m — заряд и масса электрона соответственно, V — потенциал зонда относительно плазмы.

Величина $\gamma_0(a/\lambda)$ монотонно уменьшается с ростом аргумента и находится в пределах $4/3 \geq \gamma_0 \geq 0.71$. Она принимает асимптотические значения $\gamma_0 = 4/3$ при $a \ll \lambda$ (зонд Ленгмюра) и $\gamma_0 = 0.71$ при $a \gg \lambda$ (диффузионный зонд). Диффузионный параметр зонда $\psi = ac_i/\gamma_0\lambda$, где $c_i = 1$ для сферы и $c_i = \ln(\frac{\pi l}{4a})$ для цилиндрического зонда длиной l . В [3] было показано, что (1) включает в себя как ленгмюровский случай, так и диффузионный зонд в качестве предельных соотношений.

Формула, аналогичная (1), была получена в [7], основываясь на качественном анализе возмущения, которое вносит зонд в плазму. В работе [8] аналогичное выражение было получено на основе решения уравнений моментов для ФРЭЭ. Все формулы различаются лишь в пределах изменения числового коэффициента γ_0 .

Сложив выражения для первой и второй производных уравнения (1), можно получить следующее:

$$f(V) = \frac{1}{C_0} \left[j''(V) - j'(V) \frac{\psi}{V} \right] + \int_V^{\infty} \frac{2\psi\varepsilon^2 f(\varepsilon)d\varepsilon}{[\varepsilon(1+\psi) - \psi V]^3} - \frac{\psi}{V} \int_V^{\infty} \frac{\varepsilon^2 f(\varepsilon)d\varepsilon}{[\varepsilon(1+\psi) - \psi V]^2}, \quad (2)$$

где для краткости записи eV заменено на V .

Как видно из (2), два первых слагаемых образуют комбинацию предельных случаев ленгмюровского и диффузионного зондов, связывающих ФРЭЭ и производные зондового тока. Действительно, следуя качественным рассуждениям [7], все пространство около зонда может быть разделено на зоны свободно-пролетного и диффузионного движения электронов. Граница между ними приближенно располагается на расстоянии $r \approx \lambda$ от поверхности зонда. В первом приближении вклад обеих областей в зондовый ток аддитивен. В случае $\psi \ll 1$ (зонд Ленгмюра) свободно-пролетные электроны, достигающие зонда из области $r < \lambda$, играют главную роль. Вклад этих электронов описывается первым слагаемым в (2). Для электронов, достигающих поверхности зонда с расстояний $r > \lambda$, зонд виден под малым телесным углом и вклад диффузионной составляющей, которая описывается вторым слагаемым в (2), невелик. С ростом давления нейтрального газа $a/\lambda > 1$ с расстояния $r \approx \lambda$ зонд виден под достаточно большим телесным

углом. В этом случае роль диффузионной составляющей возрастает, а роль свободно-пролетных электронов уменьшается. Это изменение отражается ростом $\psi > 1$ с увеличением давления. Из этих рассуждений можно заключить, что разница двух последних интегральных членов описывает электроны, попадающие на зонд из слоя $r \sim \lambda$. Они испытывают однократные столкновения и их нельзя отнести ни к свободно-пролетным, ни к диффузионно движущимся электронам. Во многих случаях вклад этих электронов невелик и для ФРЭЭ можно записать

$$f(V) \approx \frac{1}{C_0} \left[j''(V) - j'(V) \frac{\psi}{V} \right]. \quad (3)$$

Рассмотрим вначале простейший случай $\psi = \text{const}$. Он приближенно реализуется, например, для неона при $\varepsilon \leq 20$ eV и для гелия при $\varepsilon \leq 4$ eV. В этом случае для максвелловской ФРЭЭ для j'' и j' можно получить аналитические выражения [9]. Из подстановки их в (3) легко увидеть, что правая часть равенства стремится к $f(V)$ при $\psi \ll 1$ и при $\psi \gg 1$. Максимальные отличия от истинной ФРЭЭ возможны при $V < T_e$, где T_e — температура максвелловских электронов. Для количественного сравнения качества восстановления ФРЭЭ с использованием традиционных методик дифференцирования и по формуле (3) мы использовали критерий средней относительной погрешности восстановления

$$\xi(\psi) = \frac{1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} \frac{|f_{\text{mod}}(\varepsilon) - f_i(\varepsilon)|}{f_{\text{mod}}(\varepsilon)} d\varepsilon, \quad (4)$$

где f_{mod} — модельная ФРЭЭ; f_i — ФРЭЭ, восстановленные с использованием различных методик.

Погрешности восстановления максвелловской ФРЭЭ на интервале от $0.1T_e$ до $5T_e$ приведены в таблице. Функция f_1 восстановлена согласно диффузионной теории, что соответствует второму слагаемому в (3), f_2 восстановлена по второй производной и f_3 — по формуле (3). Из таблицы видно, что предложенная методика обладает несомненным преимуществом по сравнению с традиционными методиками и восстанавливает ФРЭЭ

Модельная ФРЭЭ	ψ	ε		
		$f_1 = -\frac{\psi}{V} \frac{dJ}{dV}$	$f_2 = \frac{d^2J}{d(V)^2}$	$f_3 = f_1 + f_2$
Максвелловская ФРЭЭ	0.2	0.871	0.142	0.047
$\psi = \text{const}$	1	0.676	0.440	0.133
	5	0.388	0.782	0.162
„Ступенька“	2	0.715	0.711	0.307
„Максимум“	10	1.347	1.571	0.402
Максвелловская ФРЭЭ в азоте, $T_e = 0.6$ eV	$\psi(T_e) = 0.5$	0.682	0.388	0.108

с меньшими погрешностями в широком энергетическом диапазоне и при всех параметрах ψ . Ее применение особенно эффективно в промежуточной ситуации между ленгмюровским и диффузионным случаями при $\psi \sim 1$.

Рассмотрим случай неравновесных распределений при $\psi = \text{const}$. В [3] было показано, что ФРЭЭ типа „ступенька“ наиболее сильно искажается при измерениях традиционными методиками в диапазоне $0.5 < \psi < 5$, а ФРЭЭ типа „максимум“ — при $2 < \psi < 20$.

На рис. 1, *a* мы приводим решение задачи для модельной ФРЭЭ типа „ступенька“ ($\psi = 2$). Как видно из рисунка, вторая производная дает заниженные значения ФРЭЭ в области малых энергий, а при $\varepsilon < 3$ eV принимает отрицательные значения. Она соответствует ФРЭЭ только в области ее быстрого уменьшения. В противоположность этому первая производная дает завышенные значения в области малых энергий и заниженные значения в области высоких энергий. Комбинация производных по формуле (3) позволяет восстановить ФРЭЭ с гораздо меньшими искажениями. Аналогичные результаты мы видим на рис. 1, *b* для ФРЭЭ типа „максимум“ ($\psi = 10$).

Следует отметить, что проведенное нами моделирование в широком диапазоне изменения ψ показало, что предложенная методика позволяет в несколько раз уменьшить погрешность восстановления ФРЭЭ по сравнению с традиционными методиками. Для ленгмюровского зонда $\psi \ll 1$ и поправка, обусловленная первой производной, позволяет существенно уменьшить погрешность восстановления ФРЭЭ в области малых энергий. Для диффузионного зонда $\psi \gg 1$ и поправка, обусловленная второй производной, уменьшает погрешность восстановления ФРЭЭ как в области низких, так и в области высоких энергий.

Проведенное моделирование показало также, что предложенная методика хорошо работает и в случае, когда $\psi(\varepsilon)$ зависит от энергии. Мы проиллюстрируем это на конкретном примере восстановления максвелловской ФРЭЭ в плазме молекулярного азота (рис. 1, *c*), где транспортное сечение столкновений имеет резонансный характер, с максимумом при энергии $\varepsilon \sim 2$ eV [10]. Мы промоделировали следующие условия: давление $P = 0.3$ Торр, $T_e = 0.6$ eV, при этом $\psi(T_e) = 0.5$ [11]. Из представленного рисунка видно, что в диапазоне преобладания межэлектронных столкновений ($\varepsilon < 1.7$ eV) вторая производная передает ФРЭЭ с большими искажениями. Определение характерного масштаба спада по второй производной на интервале от 0.6 до 1.7 eV дает величину, в 1.5 раз большую, чем для f_{mod} . При больших значениях электронной температуры ее определение из результатов измерения второй производной вообще теряет смысл. Как можно видеть из рис. 1, *c*, новая методика позволяет восстановить ФРЭЭ и в этих условиях. Систематическая погрешность определения T_e на интервале от 0.6 до 1.7 eV не превосходит 7%.

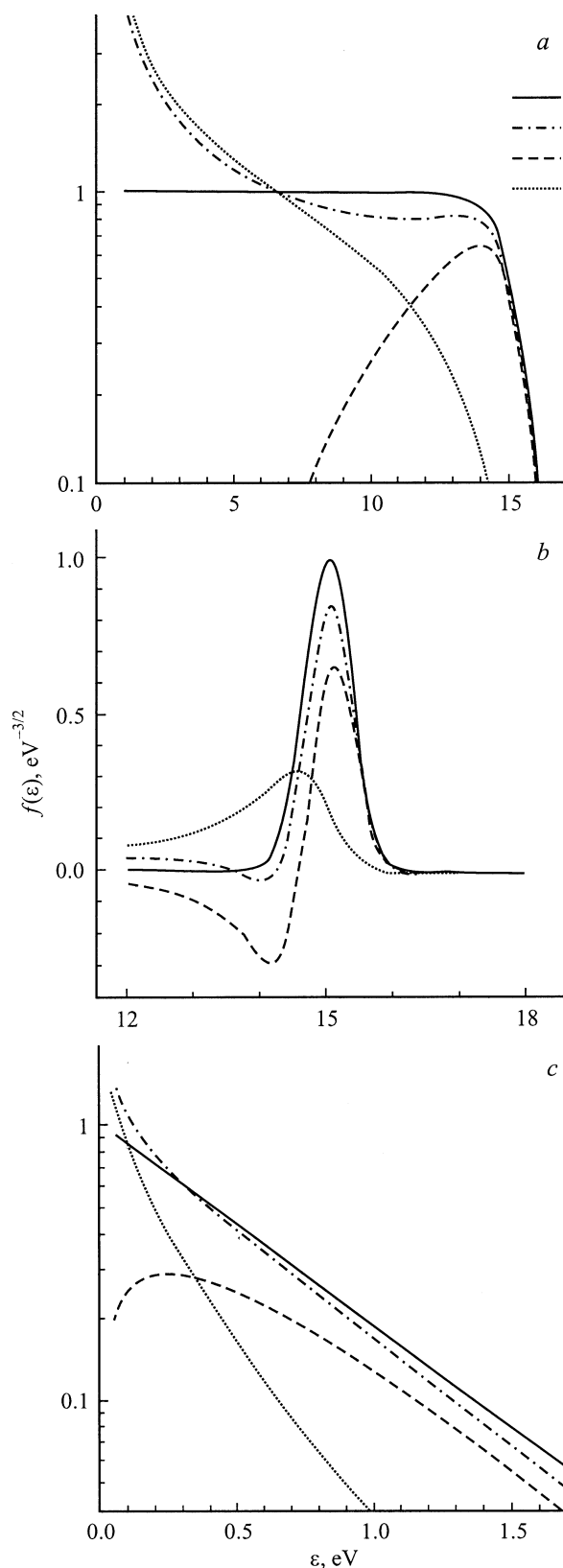


Рис. 1. Решение модельных задач по восстановлению ФРЭЭ. *a* — ФРЭЭ типа „ступенька“ ($\psi = 2$); *b* — ФРЭЭ типа „максимум“ ($\psi = 10$); *c* — максвелловская ФРЭЭ в плазме молекулярного азота ($T_e = 0.6$ eV, $\psi(T_e) = 0.5$). 1 — f_{mod} , 2 — новая методика, 3 — (j'') , 4 — $(-\frac{\psi}{V}j')$.

Применение новой методики в эксперименте

Мы рассмотрим применение методики восстановления ФРЭЭ по комбинации первой и второй производных для восстановления неравновесной части ФРЭЭ в послесвечении неона и максвелловской части ФРЭЭ в тепловой области энергий в послесвечении азота.

В недавних работах [12,13] были проведены измерения релаксации температуры электронов в диффузионной плазме в послесвечении неона и проведены теоретические расчеты. В эксперименте был обнаружен отрыв T_e от температуры атомов T_a в условиях квазистационарного формирования ФРЭЭ. В этих условиях величина T_e не зависит от начальной температуры в разряде, а нагрев тепловых электронов осуществляется быстрыми электронами, рождающимися преимущественно в реакции хемоионизации с участием двух метастабильных атомов неона. При сравнении расчетных и экспериментальных величин T_e в [12] была выдвинута гипотеза о том, что в редакции хемоионизации рождаются электроны в области малых энергий, что не соответствует действительности [14]. В [13] при вычислении нагрева максвелловских электронов были использованы свойства нелокального формирования быстрой части ФРЭЭ. В частности, было обращено внимание на значительную роль потенциала стенки для корректного описания взаимодействия максвелловских и неравновесных быстрых электронов.

Следует отметить, что в работах [12,13] не были осуществлены измерения быстрой части ФРЭЭ $f_{ef}(\varepsilon)$, что не позволяло определить особенности ее формирования. Однако в [13] методом численного дифференцирования были проведены измерения второй производной зондового тока, которые соответствовали диапазону энергий

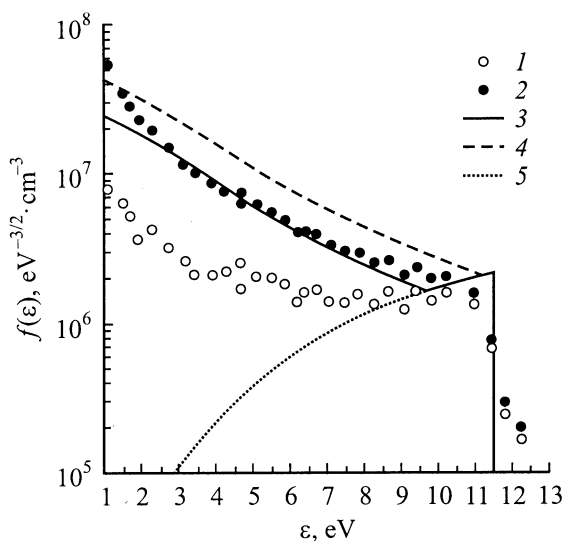


Рис. 2. ФРЭЭ в неоне. 1 — экспериментальные данные (j''); 2 — ФРЭЭ, восстановленная по новой методике. Расчет ФРЭЭ: 3 — режим со скачком пристеночного потенциала $\varphi_w = 9.5$ eV; 4 — локальный расчет; 5 — ФРЭЭ, формирующаяся в режиме свободной диффузии.

неравновесной ФРЭЭ. В данных условиях $\psi = 2$ и вторая производная передает ФРЭЭ с большими систематическими искажениями. Используя предложенную в данной работе методику, мы восстановили ФРЭЭ из результатов работы [13]. Результат представлен на рис. 2. Измерения проводились при задержке $\tau = 100 \mu\text{s}$ после окончания импульса тока, общая концентрация электронов составляла $n_e = 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, концентрация наиболее заселенных возбужденных состояний соответствовали $\text{Ne}(^3P_2) = 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ и $\text{Ne}(^3P_1) = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Там же приведены результаты теоретического расчета $f_{ef}(\varepsilon)$ в различных приближениях, детальное описание которых приведено в [13]. Здесь мы дадим только качественные пояснения.

Для описания $f_{ef}(\varepsilon)$ необходимо знать спектр рождающихся быстрых электронов и механизм релаксации по энергии. Электронный спектр, возникающий в реакциях с участием метастабильных состояний в инертных газах, был изучен методом плазменной электронной спектроскопии [14]. Было показано, что ширина энергетического спектра рождающихся электронов составляет характерную величину $D_e \sim 1 \text{ eV}$, что много меньше энергии появления быстрых электронов. Поэтому в расчете источник рождения электронов может быть представлен в виде дельта-функции при энергии $\varepsilon_0 = 11.6 \text{ eV}$. В рассматриваемых условиях $f_{ef}(\varepsilon)$ формируется в нелокальном режиме [15]. Однако в режиме свободной диффузии на стенку может уйти только та часть быстрых электронов, энергия которых превышает потенциал стенки. Остальные электроны будут заперты в потенциальной яме, их релаксация по энергии будет происходить в объеме за счет столкновений. В свою очередь потенциал стенки устанавливается из равенства потоков на стенку быстрых электронов и положительных ионов, поток которых определяется скоростью амбиполярной диффузии. При этом, если количество быстрых электронов достаточно велико, в послесвечении может возникнуть режим со скачком пристеночного потенциала [16]. Это означает, что падение потенциала в пристеночном слое намного превышает величину $(3-5)T_e$, которая реализуется для максвелловского распределения. Расчет показал, что потенциал стенки в данных условиях составляет величину $\varphi_w = 9.5 \text{ eV}$ при температуре основной группы электронов $T_e \approx 0.05 \text{ eV}$. Соответствующий расчет $f_{ef}(\varepsilon)$ представлен кривой 3. Можно видеть, что расчет хорошо совпадает с измеренной по новой методике ФРЭЭ при $\varepsilon > 3 \text{ eV}$. При малых энергиях методика измерения дает систематическое завышение ФРЭЭ, что объясняет небольшое различие между расчетом и экспериментом при $\varepsilon < 3 \text{ eV}$.

На этом же рисунке приведен расчет $f_{ef}(\varepsilon)$ в локальном приближении (кривая 4), который дает завышенное значение ФРЭЭ. Расчет в предположении свободной диффузии быстрых электронов (кривая 5) показывает сильное обеднение ФРЭЭ в области малых энергий. Используя приведенный рисунок, можно наглядно пояснить влияние различных приближений расчета $f_{ef}(\varepsilon)$ на

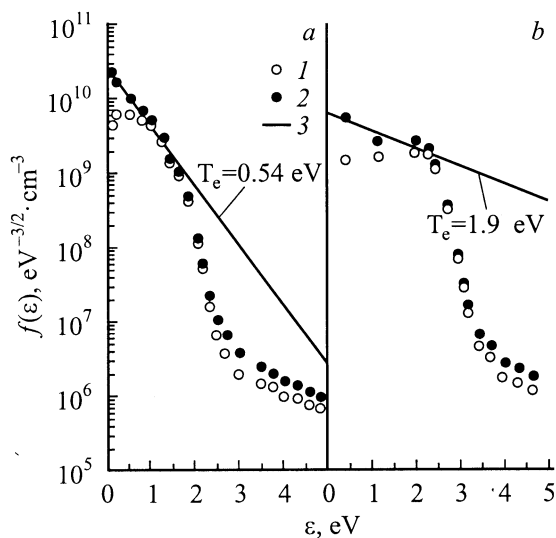


Рис. 3. ФРЭЭ в азоте. $E/N = 0.4$ (a) 1.7 Td (b). 1 — экспериментальные данные (j''); 2 — ФРЭЭ, восстановленные по новой методике; 3 — аппроксимация ФРЭЭ, восстановленных по новой методике, в области малых энергий.

вычисление нагрева максвелловских электронов. В работе [17] было показано, что эффективная энергия, передаваемая им быстрыми электронами, определяется интегралом от быстрой части ФРЭЭ. Можно видеть, что различие в нагреве может достигать двух порядков величины. Только расчет с учетом скачка пристеночного потенциала обеспечил согласие с экспериментально измеренной T_e [13]. Приведенные в [12] данные по концентрациям электронов и возбужденных атомов показывают возможность реализации в послесвечении режима со скачком потенциала, что не учитывалось авторами при теоретическом расчете и, по-видимому, привело к расхождению результатов расчета и эксперимента.

Рассмотрим применение новой методики для определения температуры низкоэнергетической группы электронов в послесвечении азота, распределение которых близко к максвелловскому в области преобладания межэлектронных столкновений $\varepsilon < 1.5$ eV. Большие систематические искажения в измерении ФРЭЭ по второй производной не позволили определить температуру тепловых максвелловских электронов в подогревающем импульсе электрического поля в работе [11]. На рис. 3 мы приводим результат восстановления ФРЭЭ при $\varepsilon < 5$ eV с использованием новой методики. Как видно, применение нового метода позволяет определить T_e . Так, в подогревающем поле $E/N = 0.4$ Td температура T_e получается равной $T_e = 0.54 \pm 0.11$ eV. Она в два раза превосходит температуру колебательного распределения T_v , которой соответствует масштаб спада ФРЭЭ в области энергий $1.5 < \varepsilon < 3$ eV. Это находится в противоречии с теоретическими расчетами [11,18] для этой же величины E/N , которые давали значение $T_e \approx T_v$. Следует отметить, что эти расчеты проводились в предположении максвелловского распределения молекул

по колебательным уровням основного состояния. При $T_e \approx T_v$ скорости возбуждения и девозбуждения колебательных уровней электронным ударом равны. В этом случае, если скорость колебательно-колебательного обмена (VV-процессы) для верхних уровней превосходит скорость колебательно-поступательной релаксации (VT-процессы) и диффузионной гибели на стенках трубки, происходит формирование триноровского распределения по колебательным уровням [19]. Оно характеризуется относительно большей заселенностью высоких колебательно-возбужденных состояний по сравнению с распределением Больцмана. Расчет T_e по методике, подробно описанной в [11], для триноровского распределения ($T_v = 0.26$ eV, газовая температура $T_g = 300$ K) с учетом первых восьми колебательно-возбужденных уровней, дал значение $T_e = 0.64$ eV, что в пределах погрешности согласуется с экспериментом.

При триноровском распределении по колебательным уровням изменение напряженности поля до $E/N = 1.7$ Td практически не отражается на балансе энергии электронов в предположении максвелловского вида ФРЭЭ, поскольку нагрев электронного газа осуществляется за счет столкновений с колебательно-возбужденными молекулами, а не электрическим полем. Однако эксперимент (рис. 3, b) показывает значительную трансформацию ФРЭЭ в тепловой области энергий. На наш взгляд, это определяется нелинейными свойствами интеграла межэлектронных столкновений I_{ee} . Используя известные аппроксимации [20] $I_{ee} = A_0(\varepsilon/T_e)v_{ee}$, где $A_0(\varepsilon/T_e) = 0.385\varepsilon/T_e$ при $\varepsilon/T_e \leq 2.6$ и $A_0(\varepsilon/T_e) = 1$ при $\varepsilon/T_e \geq 2.6$, можно увидеть, что рост T_e приводит к уменьшению влияния электрон-электронных столкновений в области малых энергий $\varepsilon < 1.5$ eV. Характерное плато в тепловой области энергий, наблюдаемое в эксперименте, качественно соответствует расчету ФРЭЭ, в котором пренебрегалось межэлектронными столкновениями, а распределение молекул по колебательным состояниям полагалось триноровским [21].

Выводы

Таким образом, в работе предложена методика восстановления ФРЭЭ с помощью комбинаций первой и второй производных зондовых ВАХ. Для предложенного метода не требуется применения регуляризирующих алгоритмов для последующего получения ФРЭЭ из результатов измерения производных зондовых ВАХ. Это существенно упрощает интерпретацию измерений по сравнению с методом восстановления ФРЭЭ из интегральных уравнений, которые связывают ФРЭЭ и производные зондовой ВАХ. Предложенный метод позволяет в несколько раз уменьшить систематическую погрешность измерения ФРЭЭ по сравнению с традиционным методом Ленгмюра и диффузионным зондом. За исключением области малых энергий (по сравнению со средней энергией электронов), погрешность не превосходит 20% при любых соотношениях радиуса зонда

и длины свободного пробега электронов. Необходимо отметить, что восстановление неравновесных ФРЭЭ из зондовых измерений в тяжелых инертных газах требует отдельного рассмотрения.

Авторы благодарны Н.Б. Колоколову и Л.Д. Цендину за обсуждение результатов работы.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ (№ 00-02-17662).

Список литературы

- [1] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1996. 240 с.
- [2] Голубовский Ю.Б., Захарова В.М., Пасункин В.Н., Цендин Л.Д. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 3. С. 620–628.
- [3] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 12. С. 1513–1520.
- [4] Арсланбеков Р.Р., Кудрявцев А.А., Хромов Н.А. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 7. С. 855–867.
- [5] Луковников А.И., Новгородов М.З. // Краткие сообщения по физике. ФИАН. 1971. № 1. С. 27–33.
- [6] Башлов Н.Л., Хьюе Л.В., Миленин В.М. и др. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 10. С. 66–75.
- [7] Swift J.D. // Proc. Phys. Soc. 1962. Vol. 79. P. 697–701.
- [8] Friedland L.M., Kagan Yu.M. // J. Phys. D. 1979. Vol. 12. N 5. P. 739–748.
- [9] Девятков А.М., Мальков М.А. // Изв. вузов. Физика. 1984. № 3. С. 34–39.
- [10] Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977. 672 с.
- [11] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 12. С. 1143–1152.
- [12] Brauer T., Gortchakov S., Loffhagen D. et al. // J. Phys. D. 1997. Vol. 30. N 23. P. 3223–3239.
- [13] Горбунов Н.А., Колоколов Н.Б., Латышев Ф.Е. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 28–35.
- [14] Колоколов Н.Б., Благоев А.Б. // Успехи физ. наук. 1993. Т. 163. № 3. С. 55–77.
- [15] Tsendin L.D. // Plasma Sources Sci. Techn. 1995. Vol. 4. N 2. P. 200–211.
- [16] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Торонов О.Г. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 702–707.
- [17] Благоев А.Б., Каган Ю.М., Колоколов Н.Б., Лягущенко Р.И. // ЖТФ. 1972. Т. 44. Вып. 2. С. 339–347.
- [18] Дятко Н.А., Кочетов И.В., Напартович А.П. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 7. С. 888–900.
- [19] Неравновесная колебательная кинетика / Под ред. М. Капителли. М.: Мир, 1989. 329 с.
- [20] Голубовский Ю.Б., Каган Ю.М., Лягущенко Р.И. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. Вып. 6. С. 2222–2229.
- [21] Paniccia F., Gorse C., Bretagne J. et al. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. N 12. P. 4004–4006.