DOI: 10.25515/PMI.2017.4.462

Геонаноматериалы

УДК 533.9.082.76

3D-ДИАГНОСТИКА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕ

А.С.МУСТАФАЕВ, А.А.СТРАХОВА
Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

В работе получил дальнейшее развитие метод плоского одностороннего зонда, позволяющий реконструировать полную функцию распределения электронов по скоростям в аксиально-симметричной неравновесной плазме с произвольной степенью анизотропии. Метод усовершенствован для диагностики плазмы без предположения какой-либо симметрии. Развита теория метода и получены аналитические соотношения, связывающие лежандровы компоненты второй производной зондового тока по потенциалу зонда и функции распределения электронов. Метод экспериментально апробирован в плазме положительного столба гелиевого тлеющего разряда. Продемонстрированы новые возможности метода по исследованию плазмы вблизи границ и получена нетрадиционная информация о процессах ухода заряженных частиц из плазменного объема на стенки.

Ключевые слова: функция распределения электронов, плоский зонд, радиальное электрическое поле, конус потерь, парадокс Ленгмюра

***Как цитировать эту статью*:** Мустафаев А.С. 3D-диагностика функции распределения электронов в плазме / А.С.Мустафаев, А.А.Страхова // Записки Горного института. 2017. Т. 226. С. 462-468. DOI: 10.25515/PMI.2017.4.462

Введение. Одной из актуальных фундаментальных проблем физики газоразрядной плазмы является «парадокс Ленгмюра», известный еще с первой половины прошлого века [9] и широко дискутируемый в литературе до сегодняшнего дня [2, 4, 6, 7, 9].

В работе Л.Д.Цендина [13] предпринята попытка объяснить парадокс Ленгмюра в плазме низкого давления. В результате сделан вывод, что основным механизмом, определяющим вид функции распределения электронов по скоростям (ФРЭС), является уход электронов из плазменного объема, который определяется упругим рассеянием электронов в конусе потерь.

Первые систематические экспериментальные исследования ФРЭС в условиях существования парадокса Ленгмюра проведены Ю.М.Каганом с сотрудниками [3]. Их результатом явился вывод о неизвестном «стеночном» механизме максвеллизации ФРЭС.

В 1968 г. С.В.Раументом и Н.Д.Твидди [12] представлены результаты серии экспериментов, в которых использовались сферические и цилиндрические зонды, расположенные перпендикулярно оси трубки. При такой ориентации цилиндрический зонд не «чувствует» конус потерь, и зарегистрированные ФРЭС имеют максвелловский вид в широком диапазоне энергий. При измерениях цилиндрическим зондом, расположенным в центре трубки параллельно оси разряда, было обнаружено сильное обеднение второй производной зондового тока при потенциале зонда выше стеночного. Наиболее отчетливо такое обеднение, связанное с уходом электронов, наблюдалось при измерениях плоским стеночным зондом [12]. В работе [11] также отмечались различия в регистрируемых вторых производных при двух ориентациях цилиндрического зонда - вдоль и поперек оси разряда.

Первые целенаправленные исследования конуса потерь электронов выполнены авторами работы [8]. Эксперимент проводился в высокочастотном разряде в аргоне. Функция распределения электронов регистрировалась с помощью плоского зонда, расположенного на расстоянии 1 см от стенки. Установлено, что с ростом энергии электронов на диаграммах направленности появляются характерные особенности, связанные с обеднением ФРЭС вследствие ухода электронов из плазменного объема.

Чтобы зарегистрировать конус потерь и продвинуться в изучении парадокса Ленгмюра необходимы новые надежные методы диагностики, позволяющие регистрировать ФРЭС с угловым разрешением вблизи границ плазменного объема, измерять радиальные профили электрического поля, пристеночные скачки потенциала, концентрацию электронов и т.д.

Для решения этой проблемы нами предложен и экспериментально апробирован новый зондовый метод диагностики плазмы с произвольной степенью симметрии. Получены первые экспериментальные результаты, хорошо согласующиеся с выводами работ [8, 13].

DOI: 10.25515/PMI.2017.4.462

Техника и методика эксперимента. Для проведения экспериментальных исследований использовалась установка, представленная на рис.1. Схема установки разделена на четыре блока, элементы каждого из которых имеют собственную нумерацию.

Положительный столб тлеющего разряда (блок I) создавался в кварцевой трубке диаметром 3 см и длиной 30 см между плоскими импрегнированным катодом косвенного накала диаметром 11 мм и молибденовым анодом диаметром 20 мм. Блок II включает вакуумную камеру внутренним диаметром 160 мм и длиной 0,5 м и сапфировые окна диаметром 40 мм, предназначенные для наблюдения свечения разряда и проведения оптических исследований.

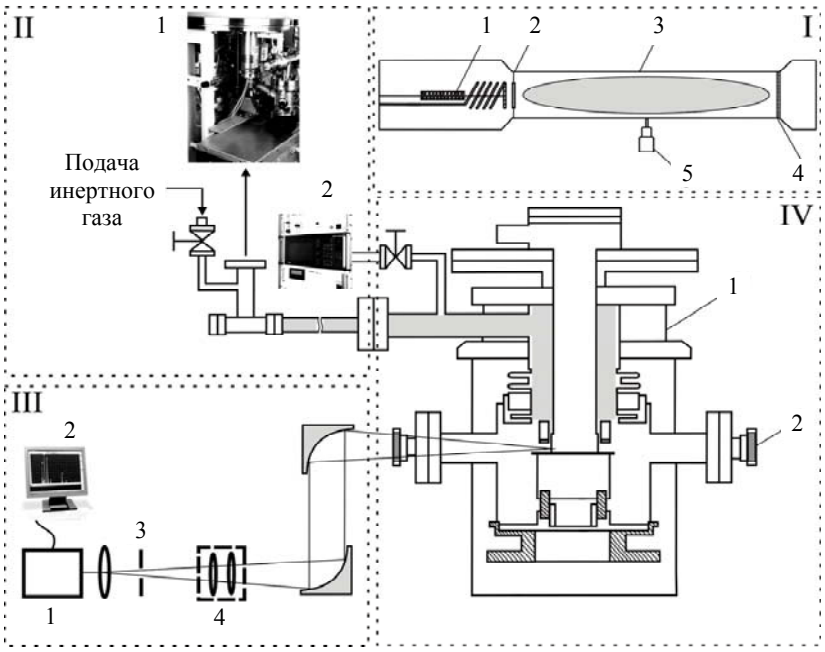


Рис.1. Принципиальная схема экспериментальной установки
Блок I – трубка для получения положительного столба тлеющего разряда (1 – нагреватель, 2 – катод, 3 – кварцевая трубка, 4 – анод, 5 – зонд); блок II – элементы вакуумной системы (1 – турбомолекулярный насос, 2 – комплекс масс-спектрометрического анализа); блок III – оптический блок (1 – монохроматор, 2 – система обработки экспериментальных данных, 3 – диафрагма, 4 – конденсор); блок IV – элементы вакуумной системы (1 – вакуумная камера, 2 – сапфировое окно)

Блок IV демонстрирует элементы вакуумной системы. Вакуум создавался турбомолекулярным насосом, предельное разрежение $5\cdot10^{-8}$ мм рт.ст. Плавный напуск спектрально-чистого газа в камеру обеспечивался системой редукторов и игольчатого натекателя. В настоящем эксперименте использовался гелий, спектральная чистота которого контролировалась с помощью специализированного комплекса масс-спектрометрического анализа совместно с системой оптической диагностики, показанной в блоке III.

Зондовые измерения выполнялись плоскими односторонними зондами, изготовленными по специальной технологии. С помощью пуансона и матрицы из танталовой фольги толщиной 30 мкм штамповались зонды диаметром 0,5 мм. К этим зондам точечной сваркой приваривались держатели из танталовой проволоки диаметром 0,1 мм. Одна из сторон зонда вместе с держателем покрывалась алундовой мастикой, затем изолирующее покрытие спекалось в вакууме при температуре 1800 К.

Зонды монтировались на трехкоординатной микрометрической дистанционной системе перемещения, которая с помощью сильфонного соединения обеспечивала их пространственную установку с точностью ±0,01 мм и ориентацию относительно оси симметрии разряда с точностью не хуже ±10 с. Контроль установки зондов осуществлялся окуляр-микрометром.

Управление экспериментом обеспечивалось многоканальной измерительно-вычислительной системой на базе ПК. Специальное программное обеспечение и радиотехническая элементная база позволили проводить цифровую регистрацию данных, получаемых в импульсных и стационарных режимах, а также их комплексную обработку программными средствами в реальном масштабе времени.

Метод измерения второй производной зондового тока по потенциалу зонда детально описан в работах [4, 6]. Нами использовался модулирующий сигнал вида $u(t) = \Delta\varepsilon(1 + \cos\omega_1 t)\cos\omega_2 t$. Учет аппаратных искажений, выбор оптимальных амплитуд дифференцирующего сигнала и контроль линейности системы регистрации проводились по методике [13]. Использовались значения $\Delta\varepsilon = 0{,}2$ В, $\omega_1 = 6\cdot10^3$ Гц, $\omega_2 = 6\cdot10^5$ Гц.

При постановке эксперимента тщательно учитывались все факторы, влияющие на точность зондовых измерений [13], что обеспечило воспроизводимость экспериментальных результатов не хуже 0,5 %.

DOI: 10.25515/PMI.2017.4.462

Разработка метода 3D-диагностики плазмы с произвольной симметрией. ***Основы метода плоского зонда для диагностики аксиально-симметричной плазмы.*** На сегодняшний день метод плоского одностороннего зонда [5, 11] позволяет получать наиболее полную информацию о свойствах неравновесной анизотропной плазмы. Данный метод является развитием традиционной методики ленгмюровских зондов [10] и предназначен для диагностики плазмы с произвольной степенью анизотропии. Он разработан для случая аксиально-симметричной стационарной плазмы и позволяет реконструировать полную функцию распределения электронов и ионов по скоростям и углам (рис.2). В такой плазме в сферической системе координат с полярной осью, направленной вдоль оси симметрии, ФРЭС по скоростям не зависит от азимутального угла:

$$f(\vec{r},\vec{v}) = f(\vec{r},\upsilon,\theta), \tag{1}$$

где $\upsilon = |\vec{v}|$; θ – полярный угол.

В дальнейшем для краткости записи пространственную переменную опустим. Приведем краткий вывод основных уравнений метода. Электронный ток на зонд из плазмы в предположении, что все электроны, преодолевшие потенциальный барьер зонда, поглощаются им и что отсутствует вторичная эмиссия с его поверхности,

$$I = qS\int \upsilon_n f(\vec{v})d\vec{v} = \frac{2qS}{m^2}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{qU}^{\infty} \varepsilon d\varepsilon \int_0^{\theta'_{\max}} f(\varepsilon,\theta',\varphi')\cos\theta'\sin\theta' d\theta', \tag{2}$$

где υ_n – нормальная к поверхности зонда составляющая вектора скорости электрона $\vec{v}$, $\upsilon_n = \upsilon\cos\theta' \geq \upsilon_{\min} = (2qU/m)^{1/2}$; $\varepsilon = m\upsilon^2/2$; φ' и θ' – азимутальный и полярный углы вектора $\vec{v}$ в сферической системе координат, полярная ось которой совпадает с нормалью к непроводящей поверхности плоского зонда; U – отрицательный относительно плазмы потенциал зонда.

Дифференцируя (2) дважды по потенциалу U, получим

$$I''_U = \frac{q^3 S}{m^2}\left[\int_0^{2\pi} f(qU,\theta'=0,\varphi')d\varphi' - \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon,\theta'_{\max},\varphi')d\varepsilon\right]. \tag{3}$$

Перейдем в (3) к лабораторной системе координат, в которой ФРЭС имеет вид (1). Для этого воспользуемся соотношением, связывающим полярный угол лабораторной системы координат θ с углами θ' и φ' и углом α между полярными осями систем координат:

$$\cos\theta = \cos\theta'\cos\alpha + \sin\theta'\sin\alpha\cos\varphi'.$$

Тогда приходим к выражению

$$I''_U(qU,\alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2}\left[f(qU,\alpha) - \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{qU}^{\infty} \frac{\partial}{\partial(qU)} f(\varepsilon,\theta^*)d\varepsilon\right]. \tag{4}$$

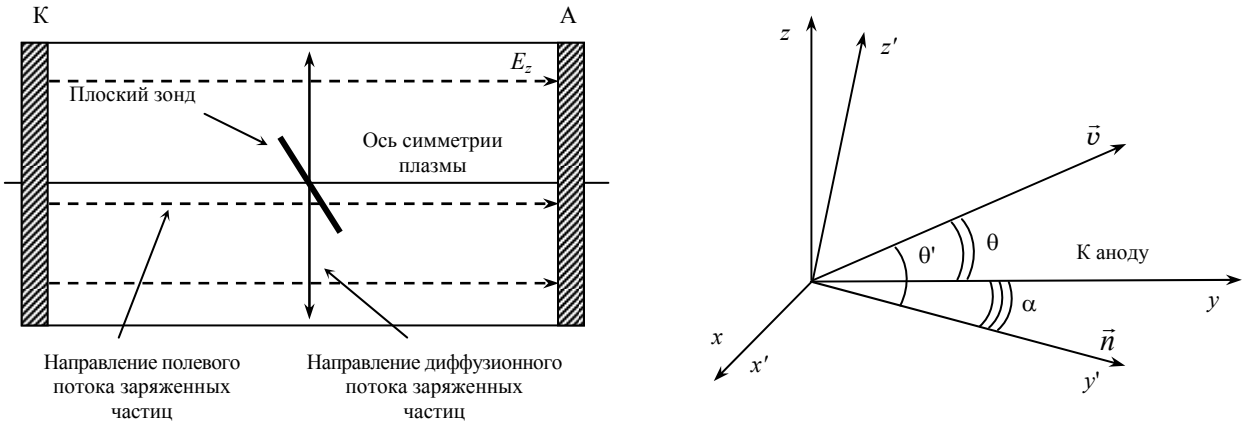


Рис.2. Геометрия задачи в случае аксиальной симметрии

Соотношение (4) представляет весьма сложное интегральное уравнение относительно искомой ФРЭС. Для нахождения из него функции распределения представим $f(\varepsilon, \theta)$ и $I''_U(qU, \alpha)$ в виде разложения в ряды по полиномам Лежандра [10, 11]. Отметим, что эти ряды сходятся абсолютно и равномерно, если функции f и I''_U дважды дифференцируемы по углу:

$$f(\varepsilon, \theta) = \sum_{j=0}^{\infty} f_j(\varepsilon) P_j(\cos\theta); \tag{5}$$

$$I''_U(qU, \alpha) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} F_j(qU) P_j(\cos\alpha). \tag{6}$$

Следует заметить, что лежандровы компоненты $f_j(\varepsilon)$ имеют самостоятельный физический смысл и определяют ряд важнейших параметров плазмы. Так, например, компонент f_0 определяет концентрацию плазмы:

$$n = \frac{4\pi\sqrt{2}}{m^{3/2}} \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} f_0(\varepsilon) d\varepsilon; \tag{7}$$

компонент f_1 – плотность электронного тока в плазме:

$$j_e = \frac{8\pi q}{3m^2} \int_0^{\infty} \varepsilon f_1(\varepsilon) d\varepsilon; \tag{8}$$

величина f_2 – анизотропную часть тензора плотности потока импульса электронов:

$$\Pi_{ij} = m \int v_i v_j f(\vec{v}) d\vec{v} = \begin{pmatrix} P_0 - \frac{1}{5}P_2 & 0 & 0 \\ 0 & P_0 - \frac{1}{5}P_2 & 0 \\ 0 & 0 & P_0 + \frac{2}{5}P_2 \end{pmatrix}. \tag{9}$$

Здесь скалярное электронное давление

$$P_0 = \frac{8\pi\sqrt{2}}{3m^{3/2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon,$$

анизотропная компонента давления

$$P_2 = \frac{8\pi\sqrt{2}}{3m^{3/2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} f_2(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Остальные компоненты, наряду с тремя первыми, определяют угловую структуру ФРЭС и представляют особый интерес при изучении процессов заселения зеемановских подуровней атома и диаграмм рассеяния электронов в актах столкновений.

После подстановки (5) и (6) в (4) получим соотношение между компонентами f_j и F_j:

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} f_j(\varepsilon) \frac{\partial}{\partial(qU)} P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) d\varepsilon. \tag{10}$$

Здесь использована теорема сложения для полиномов Лежандра:

$$P_j(\cos\theta^*) = P_j(\cos\alpha) P_j\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) + 2\sum_{m=1}^{j} \frac{(j-m)!}{(j+m)!} P_j^m(\cos\alpha) P_j^m\left(\sqrt{\frac{qU}{\varepsilon}}\right) \cos m\varphi'.$$

DOI: 10.25515/PMI.2017.4.462

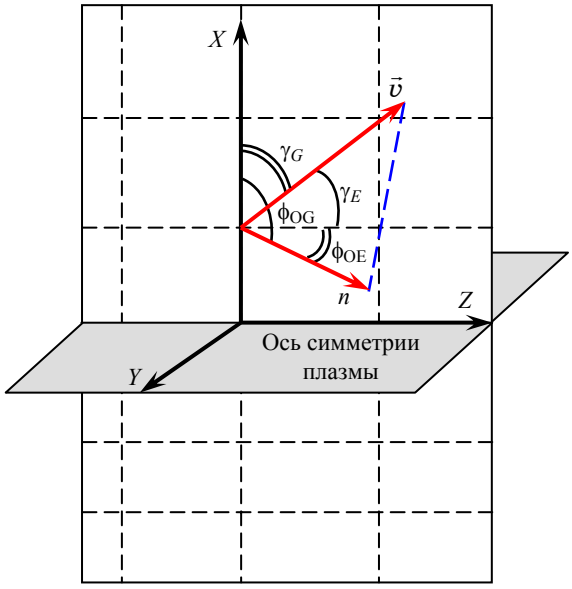


Рис.3. Геометрия задачи для зонда, расположенного в радиальной области плазмы

Выражение (10) представляет интегральное уравнение Вольтерра II рода [1]. Используя его резольвенту, выражение (10) можно разрешить относительно лежандровых компонент f_j:

$$f_j(qU) = F_j(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_j(\varepsilon) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon, \qquad (11)$$

где

$$R_j(qU, \varepsilon) = \frac{2^{-(j+1)}}{qU} \sum_{k=0}^{[j/2]} a_{kj} \left(\frac{\varepsilon}{qU} \right)^{\frac{j-2k-1}{2}};$$

$$a_{kj} = (-1)^k \frac{(2j-2k)!(j-2k)}{k!(j-k)!(j-2k)!};$$

$$\left[\frac{j}{2}\right] = \begin{cases} \frac{j-1}{2} & \text{для нечетных } j; \\ \frac{j}{2} & \text{для четных } j. \end{cases}$$

Подстановка в (11) соотношения для лежандрова компонента

$$F_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} I''_U(qU, x) P_j(x) dx$$

приводит к основной формуле метода

$$f_j(qU) = \frac{(2j+1)m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} \left[I''_U(qU, x) + \int_{qU}^{\infty} I''_U(\varepsilon, x) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon \right] P_j(x) dx. \qquad (12)$$

В заключение приведем явный вид первых трех лежандровых компонентов:

$$f_0(qU) = \frac{m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} I''_U(qU, x) dx;$$

$$f_1(qU) = \frac{3m^2}{4\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} \left[I''_U(qU, x) + \frac{1}{2qU} \int_{qU}^{\infty} I''_U(\varepsilon, x) d\varepsilon \right] x\, dx;$$

$$f_2(qU) = \frac{5m^2}{8\pi q^3 S} \int_{-1}^{1} \left[I''_U(qU, x) + \frac{3}{2(qU)^{3/2}} \int_{qU}^{\infty} \sqrt{\varepsilon} I''_U(\varepsilon, x) d\varepsilon \right] (3x^2 - 1) dx.$$

Таким образом, метод плоского одностороннего зонда заключается в измерении значений $I''_U(qU, \alpha)$ и последующем расчете по формулам (5) и (12) ФРЭ по скоростям, а также ее лежандровых компонентов.

Диагностика плазмы с произвольной степенью симметрии. Область применения метода плоского зонда ограничена требованием аксиальной симметрии плазменного объекта. На рис.3 показан случай, когда зонд располагается в радиальной области разрядного промежутка и возникает необходимость учета асимметрии, обусловленной присутствием радиального электрического поля.

DOI: *10.25515/PMI.2017.4.462*

В работе предложен метод диагностики плазмы с произвольной степенью симметрии. В этом случае основные уравнения метода плоского зонда (5), (6) трансформируются в следующие соотношения:

$$I_u''(qU) = \frac{2\pi q^3 S}{m^2} \sum_{j=0}^{\infty} \{F_{jE}(qU) P_j(\cos\phi_{0E}) + F_{jG}(qU) P_j(\cos\phi_{0G})\}; \quad (13)$$

$$f_E(\varepsilon) = \sum_{j=0}^{\infty} f_{jE}(\varepsilon) P_j(\cos\phi_{0E}); \quad (14)$$

$$f_G(\varepsilon) = \sum_{j=0}^{\infty} f_{jG}(\varepsilon) P_j(\cos\phi_{0G}), \quad (15)$$

где ϕ_{0E}, ϕ_{0G} – углы между нормалью к поверхности плоского одностороннего зонда и направлениями полевого и диффузионного потоков заряженных частиц соответственно.

В формально-математическом плане структура уравнений (13), (14) и (15) аналогична (5) и (6), однако определяемых компонентов теперь в 2 раза больше.

Как и в теории метода плоского зонда, реконструкция компонент f_{jE}, f_{jG} связана с решением соответствующих уравнений Вольтерра, связывающих лежандровы компоненты ФРЭС и второй производной:

$$f_{jE}(qU) = F_{jE}(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_{jE}(\varepsilon) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon; \quad (16)$$

$$f_{jG}(qU) = F_{jG}(qU) + \int_{qU}^{\infty} F_{jG}(\varepsilon) R_j(qU, \varepsilon) d\varepsilon. \quad (17)$$

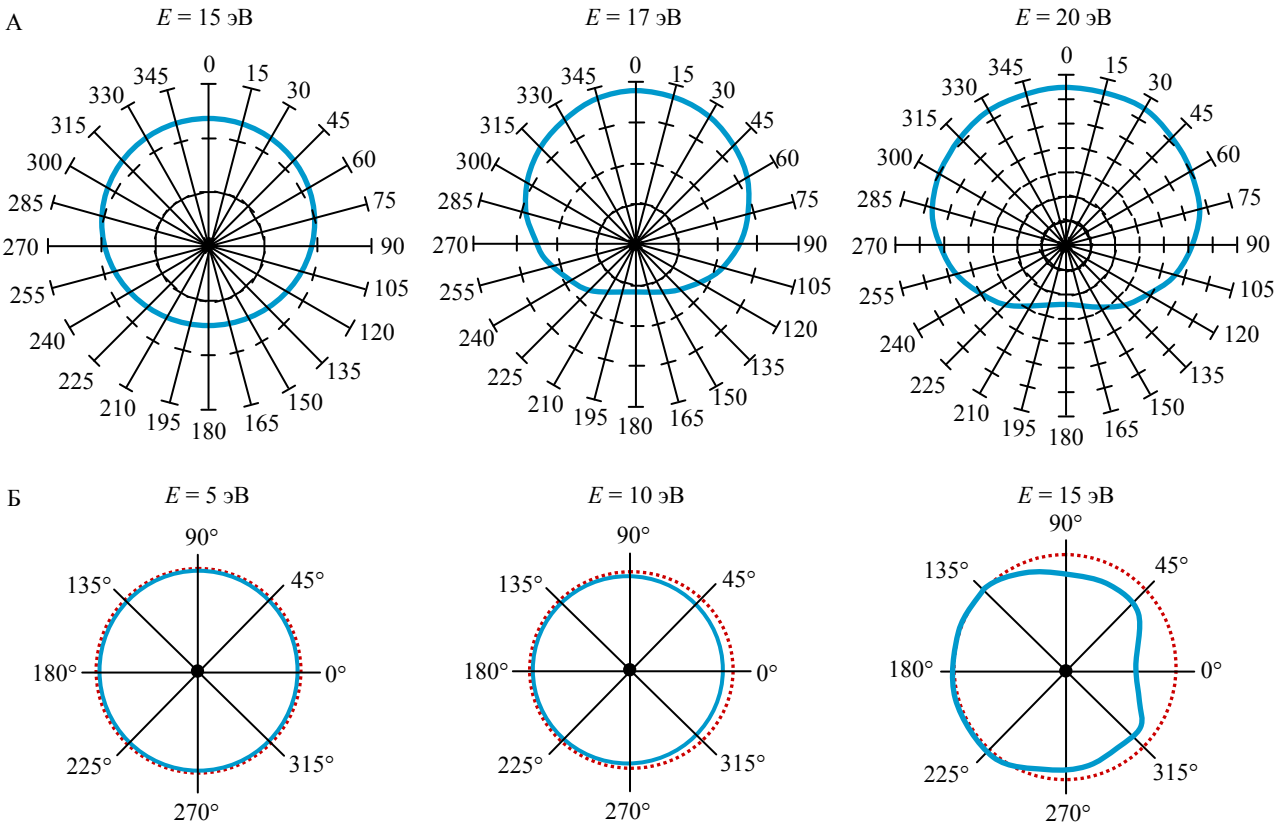


Рис.4. Угловая структура ФРЭС:
А – зарегистрированная на расстоянии 0,2 см от стенки в плазме положительного столба тлеющего разряда в гелии (P_{He} = 0,5 мм рт.ст., I = 0,5 А; угол 180° – собирающая поверхность зонда повернута к стенке)
Б – зарегистрированная в плазме высокочастотного разряда в аргоне авторами [8]
(угол 0° – собирающая поверхность зонда повернута к стенке)

DOI: *10.25515/PMI.2017.4.462*

Экспериментальная проверка метода плоского зонда для диагностики плазмы с произвольной степенью симметрии. Зондовые измерения проводились в плазме положительного столба гелиевого тлеющего разряда в диапазоне давлений 0,1-1 мм рт.ст. и разрядных токов 0,1-0,5 А на расстоянии 0,2 см от стенки разрядной трубки при двух ориентациях плоского зонда относительно оси разряда (0° и 180°). Зарегистрированы значения второй производной, восстановлена угловая структура ФРЭС в конусе потерь и построены полярные диаграммы направленного движения электронов (рис.4).

Как и в работе [8], с ростом энергии электронов на диаграммах наблюдается обеднение высокоэнергетичной части ФРЭС, связанное с уходом электронов из плазмы на стенки. Если потенциал зонда превосходит потенциал стенки, то зонд регистрирует ФРЭС в конусе потерь. При повышении тока и давления картина существенно не меняется. Поворот зонда на 180° позволяет измерить ФРЭС в основной части плазменного объема. В этом случае на диаграммах направленности видна типичная для положительного столба картина слабоанизотропной ФРЭС.

Заключение. Полученные данные хорошо согласуются с теоретическими и экспериментальными результатами [8, 13], что говорит о точности разработанного метода и может служить подтверждением того, что парадокс Ленгмюра связан не с гипотетическим механизмом максвеллизации ФРЭС, а с физическими особенностями ее формирования в результате комбинации уже известных механизмов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Верлань А.Ф.* Методы решения интегральных уравнений: Справочное пособие / А.Ф.Верлань, В.С.Сизиков. Киев: Наукова думка, 1978. 289 с.

2. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газах. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.

3. *Каган Ю.М.* Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л.: Наука, 1970. С. 201-223.

4. *Кадомцев Б.Б.* Турбулентность плазмы // Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А.Леонтовича. М.: Атомиздат, 1964. Т. 4. С. 188-339.

5. *Лапшин В.Ф.* Метод плоского одностороннего зонда для диагностики анизотропной плазмы / В.Ф.Лапшин, А.С.Мустафаев // Журнал технической физики. 1989. Т. 59. № 2. С. 35-45.

6. *Chen F.* Introduction to plasma physics. NY: Plenum press, 1974. 421 p.

7. *Gabor D.* Langmuir's Paradox / D.Gabor, E.A.Ash, D.Dracott // Nature. 1955. Vol. 176. N 11. P. 916-919.

8. Electron energy distribution in RF electric field / T.Ishijima, M.Uenuma, L.D.Tsendin, H.Sugai // Cont. pap. of Escamping 2002. Grenoble, France. Vol. 1. P. 221-225.

9. *Langmuir I.* Scattering of Electrons in Ionized Gases // Phys. Rev. 1925. Vol. 26. P. 585-613.

10. *Mott Smith H.* The Theory of Collectors in Gaseous Discharges / H.Mott Smith, I.Langmuir // Phys. Rev. 1926. Vol. 28. N 5. P. 727-736.

11. *Mustafaev A.S.* Probe Method for Investigation of Anisotropic EVDF. Electron Kinetics and Applications of Glow Discharges // NATO Int. Sci. Session / Ed. By U.Kortshagen, L.Tsendin. NY – London: Plenum Press. 1998. Vol. 367. P. 531-541.

12. *Rayment S.W.* Electron Energy Distributions in the Low-Pressure Mercury-Vapour Discharge: The Langmuir Paradox / S.W.Rayment, N.D.Twiddy // Proc. Soc. A. 1968. Vol. 340. P. 87-98.

13. *Tsendin L.D.* Analytic model of hollow cathode effect // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. Vol. 12. P. 51-59.

***Авторы*: А.С. Мустафаев,** *д-р физ.-мат. наук, профессор, alexmustafaev@yandex.ru* (*Санкт-Петербургский горный университет*, *Санкт-Петербург*, *Россия*), **А.А. Страхова,** *канд. физ.-мат. наук, ассистент, anastasia__spb@mail.ru* (*Санкт-Петербургский горный университет*, *Санкт-Петербург*, *Россия*).

Статья принята к публикации 06.10.2016.