

$\lambda_2 = r_0 = R_0 = r_2 = 10^3$ см, получим, что амплитуда гравитационного поля сферического резонатора равна $h_0 = 4 \cdot 10^{-34}$, а в случае концентрического резонатора $h_0 = 1,2 \cdot 10^{-31}$.

Однако для регистрации гравитационных волн согласно [2] необходимо, чтобы $h_0 \geq 1,2 \cdot 10^{-29}$, что на два порядка выше амплитуды гравитационного поля концентрического резонатора, имеющего лабораторные размеры.

В заключение выражаю благодарность проф. Я. П. Терлецкому за руководство работой.

Автору (в марте 1976 г.) стало известно, что аналогичное рассмотрение стоячих гравитационных волн в цилиндрической полости коаксиального цилиндрического резонатора проделано в работе [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришук Л. П., Сажин М. В. ЖЭТФ, 1973, 65, 441.
2. Брагинский В. Б., Гришук Л. П. и др. ЖЭТФ, 1973, 65, 1929.
3. Гришук Л. П., Сажин М. В. ЖЭТФ, 1975, 68, 1569.

Поступила в редакцию
10.3 1975 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.9.082.76

А. А. БОБРОВ, Л. М. ВОЛКОВА, А. М. ДЕВЯТОВ, В. Х. ФАЗЛАЕВ

ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИЯМ В ПОЛОМ КАЛЬЦИЕВОМ КАТОДЕ С ГЕЛИЕВЫМ НАПОЛНЕНИЕМ

Функции распределения электронов по энергиям ФРЭЭ измерялись в кальциевом полом катоде с гелиевым наполнением в интервалах давления от 0,5 до 1,5 мм рт. ст. при токах разряда от 15 до 60 мА. Катод представлял собой полой цилиндр диаметром 15 мм, длиной 50 мм, толщина стенки около 1,5 мм. В качестве анда использовались два кольца, коаксиальных катоду, диаметром 30 мм и симметрично расположенных относительно катода вблизи его края. Внутри катода находились зонд, который представлял собой цилиндр диаметром 100 мкм, длиной 5 мм. Зонд мог перемещаться по радиусу катода. Концентрация атомов кальция, поступающих из катода вследствие катодного распыления и термонспарения, менялась в пределах от 10^{10} до 10^{11} см $^{-3}$.

Для определения ФРЭЭ использовался метод второй производной зондового тока с помощью модулированного напряжения

$$V = V_0 (1 + \cos^2 \Omega t) \sin \omega t, \quad \Omega \ll \omega. \quad (1)$$

Амплитуда переменного сигнала V_0 составляла 0,2 и 0,5 В, несущая частота $\omega = 230$ кГц, частота модуляции $\Omega = 400$ Гц. Использовалась блок-схема установки, аналогичная описанной в [1]. ФРЭЭ находились по формуле Дрювестейна

$$f(eV) = \frac{2\sqrt{2}}{e^2} \sqrt{\frac{m_e}{e}} \sqrt{V} \frac{1}{S} \frac{d^2 i}{dV^2} \quad (2)$$

и нормированы на единичную площадь.

В наших условиях положение нуля и максимума второй производной зондового тока отличалось на величину порядка 1—1,5 В, поэтому возникла необходимость в исправлении второй производной вблизи потенциала пространства. Это исправление возможно различными методами. В работе [2] предлагается учитывать сток электронов на зонд, в [3] считают необходимым учитывать конечность проводимости плазмы при потенциале зонда вблизи потенциала пространства, а также сопротивление схемы. Существует также способ обработки зондовых характеристик методом продолжения полулогарифмической кривой второй производной зондового тока, которая является прямой линией для максвелловского распределения электронов по энергиям, до потенциала пространства (так называемая максвелловская экстраполяция). Правомерность такой экстраполяции объясняется тем, что в области малых энергий распределение

электронов по энергиям при определенных условиях эксперимента мало отличается от максвелловского распределения.

Так, нами согласно [4] были проведены оценки влияния на вид ФРЭ межэлектронных и упругих соударений в области малых энергий электронов. Время передачи энергии при межэлектронных соударениях

$$\tau_e = \frac{m_e^2 v^3}{4\pi e^2 n_e \ln \Lambda}, \quad \Lambda = \frac{k^{3/2} T_e T^{1/2}}{e^2 n_e^{1/3}}, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана, e , m_e — заряд и масса электрона, v , n_e — средняя скорость и концентрация электронов, T и T_e — температура газа и электронная температура.

Время передачи энергии при упругих соударениях

$$\tau_y = \frac{M}{m_e} \frac{\lambda}{v}, \quad (4)$$

где λ — длина свободного пробега электронов, M — масса атома газа.

Для давления 0,5 мм рт. ст. и тока 30 мА вычисленные значения составляют: $\tau_y = 5,8 \cdot 10^{-6}$, $\tau_e = 2,5 \cdot 10^{-7}$ при энергии электронов около 1 эВ. Из приведенных результатов видно, что при малых энергиях выполняется необходимое условие для максвелловского распределения электронов, а именно $\tau_e \ll \tau_y$.

Таблица 1

Вторая производная	p , мм рт. ст.	0,5	1
	I , мА	30	45
	Измерения	6	5
	Исправленная с учетом стока электронов	5,6	4,4
	Восстановленная по максвелловской экстраполяции	3,9	3,3

Учет стока электронов на зонд [2] поднимает значения второй производной, уменьшая ее завал между нулем и максимумом. Однако полностью стоком электронов на зонд объяснить искажение второй производной не удастся, так как необходимо учитывать конечность проводимости плазмы и сопротивление схемы при перераспределении напряжения между слоем, плазмой и схемой [3]. Однако ввиду сложности определения сопротивления слоя при различных потенциалах зонда не удается исправить вторую производную зондового тока.

В табл. 1 приведены значения средней энергии электронов (в эВ).

Приведенные данные позволяют заключить, что в наших условиях учет стока меняет среднюю энергию электронов примерно на 10%, тогда как средняя энергия, обработанная по максвелловской экстраполяции, отличается от средней энергии найденной из не исправленной второй производной более чем на 50%.

В подтверждение правомерности обработки второй производной зондового тока по максвелловской экстраполяции была рассчитана концентрация электронов по ионной части зондовой характеристики и сопоставлена с концентрацией электронов, найденной из обработки по максвелловской экстраполяции. Отличие составило не более 20%.

Таким образом, расчеты показали, что поправки необходимо учитывать, причем вклад стоковой поправки в изменение средней энергии менее значителен, чем учет конечности проводимости плазмы и сопротивления схемы.

Был также приведен расчет относительного положения нуля и максимума второй производной [3]. Разность потенциалов ΔV , соответствующих нулю и максимуму второй производной складывается из трех величин:

$$\Delta V = 0,56 \bar{\epsilon}^{-1/2} \delta + \bar{\epsilon} \ln \left(\frac{R_{сл} + R_{пл} + R_{сх\sim}}{R_{сл}} \right) + \bar{\epsilon} \ln \left(\frac{R_{сл} + R_{пл} + R_{сх\sim}}{R_{сл}} \right)^2, \quad (5)$$

где $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия электронов, $R_{сл}$ — сопротивление слоя, $R_{пл}$ — сопротивление плазмы, $R_{сх}$ и $R_{сх\sim}$ — схемы по постоянному и переменному токам. Через δ в формуле (5) обозначено

$$\delta = \frac{3}{4} \frac{r}{\lambda} \ln \left(1 + \frac{l}{2r} \right) \quad (6)$$

(l и r — длина и радиус зонда, λ — длина свободного пробега электронов).

Было получено вполне удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных положений нуля и максимума второй производной. Так, при давлении 0,5 мм рт. ст. и токе 30 мА сдвиг между нулем и максимумом второй производной составил в эксперименте 1,1 В, расчет дал величину 0,85 В. При давлении 1 мм рт. ст. и токе 45 мА эти величины составили соответственно 1,4 и 1,45 В. Приведенные данные позволили нам все дальнейшие результаты обрабатывать по максвелловской экстраполяции. На рис. 1 представлены ФРЭ для давления 0,5 мм рт. ст. При увеличении разрядного тока максимум ФРЭ поднимается и незначительно смещается в сторону более низких энергий, количество быстрых электронов при увеличении тока разряда

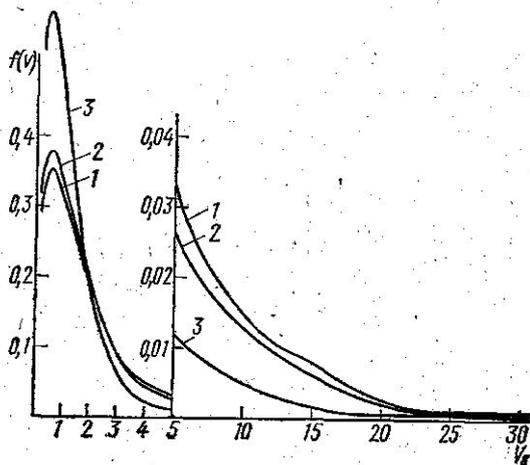


Рис. 1. ФРЭ для давления гелия 0,5 мм рт. ст. при различных токах разряда: 1 — 15, 2 — 30 и 3 — 45 мА

уменьшается. Зависимость ФРЭ при токе разряда 30 мА от давления показана на рис. 2. Видно, что увеличение давления повышает максимум ФРЭ, смещает его в сторону низких энергий и уменьшает число быстрых электронов. Результаты, аналогичные представленным на рис. 1 и 2, были получены и для других давлений и токов разряда. Были также измерены ФРЭ при различных положениях зонда от оси катода. Из рис. 3 видно, что при смещении зонда на 3 мм от оси катода ФРЭ оставалась практически той же, что и на оси. Вблизи стенки катода замечается значительное отличие в области быстрых электронов.

Таблица 2

I, мА	r, в мм (0,5 мм рт. ст.)			r, в мм (1 мм рт. ст.)		
	0	3	6	0	3	6
15	4,4	4,7	6,1	—	—	4,7
30	3,9	3,6	5,2	3,2	3,1	3,7
45	3,8	3,6	5	3,3	3,3	3,6
60	3,5	—	—	3,1	3,3	3,5

На рис. 4 представлены ФРЭ с учетом стока электронов на зонд (кривая 1), а также при максвелловской экстраполяции в области медленных электронов (кривая 2).

В табл. 2 приведены значения средней энергии электронов. Видно, что средняя энергия электронов уменьшается с ростом давления и увеличением разрядного тока. На расстоянии 3 мм от оси катода средняя энергия остается практически такой же, как и на оси, а вблизи стенки средняя энергия возрастает.

В приведенных нами экспериментах было также исследовано положение нуля и максимума второй производной в зависимости от разрядного тока и давления. Так как положение потенциала пространства зависит от концентрации электронов, то это изменение в условиях низкого давления вызывалось изменением разрядного тока. Причем нуль второй производной зондового тока оказался более чувствительным к изменению разрядного тока, чем максимум. Это еще раз показывает, что за потенциал пространства целесообразнее брать точку, в которой обращается в нуль вторая производная зондового тока.

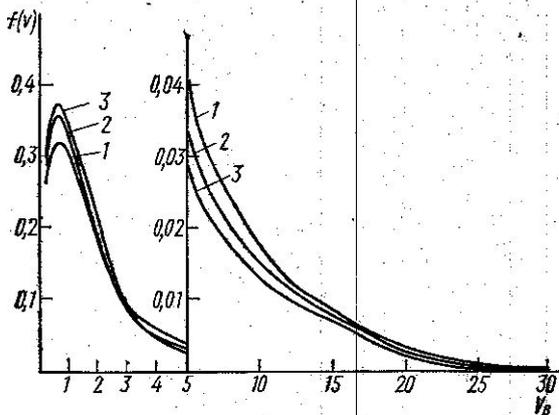


Рис. 2. ФРЭЭ для тока разряда 30 мА при различных давлениях гелия: 1 — 0,5, 2 — 1 и 3 — 1,5 мм рт. ст.

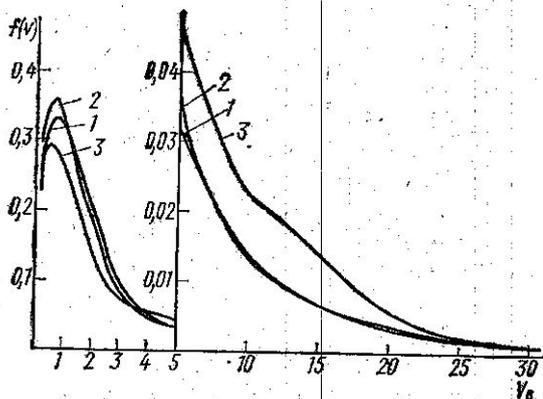


Рис. 3. ФРЭЭ для давления 0,5 мм рт. ст., тока 30 мА при различных смещениях зонда от оси катода: 1 — $r=0$, 2 — $r=3$ и 3 — $r=6$ мм

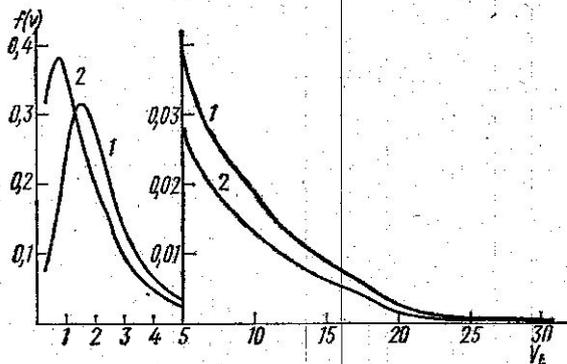


Рис. 4. ФРЭЭ для давления 0,5 мм рт. ст. тока 30 мА с учетом стока электронов на зонд (кривая 1) и при максвелловской экстраполяции (кривая 2)

ЛИТЕРАТУРА

1. Кидрасов Ф. Х. Канд. дисс. МГУ, 1974.
2. Луковников А. И., Новгородов М. З. «Краткие сообщения по физике», ФИАН СССР, № 1, 27, 1971.
3. Асвадуров К. Д., Васильева И. А., Торчинский В. М. ЖТФ, 1974, 44, 569.
4. В сб.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 201.

Поступила в редакцию
24.6 1975 г.

Кафедра электроники