



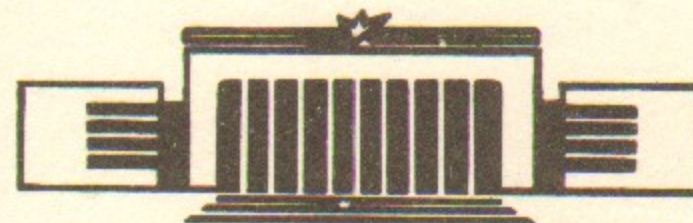
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

24

Е.В.Шуныко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО
ЭЛЕКТРОННОЙ ВЕТВИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЛЕНГМЮРОВСКОГО ЗОНДА

ПРЕПРИНТ 83-136



НОВОСИБИРСК



ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ЭЛЕКТРОННОЙ ВЕТВИ
 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
 ЛЕНГМЮРОВСКОГО ЗОНДА

Аннотация

В данной работе рассмотрено семь типов искажений электронной ветви вольт-амперной характеристики ленгмюровского зонда. Предложены методы, позволяющие устранить эти искажения или скорректировать их. Приведены результаты эксперимента, подтверждающего правильность утверждения, что при выполнении определенных требований, предъявляемых к условиям эксперимента, вторая производная зондового тока по напряжению действительно является функцией распределения электронов по модулю их скоростей.

EXPERIMENTAL MEASUREMENT OF THE ELECTRON BRANCH
 OF LANGMUIR PROBE VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC AND
 DETERMINATION OF PLASMA PARAMETERS

Abstract

Distortions of the electron branch of Langmuir probe Volt-Ampere characteristic are considered. Methods are proposed to eliminate or account for these distortions.

Experimental results are presented which show that the second derivative of a probe current over the voltage is the electron velocity distribution function.

ВВЕДЕНИЕ

При всем многообразии арсенала современного физика экспериментатора, на практике иерархия применяемых методов диагностики плазмы строится по шкале простоты и возможности быстрого получения результатов. Метод зондовых измерений находится в этой иерархии, по-видимому, на самой нижней ступени.

Поэтому неудивительно, что несмотря на его контактный принцип, оценочную (с точки зрения экспериментаторов) точность получаемых результатов, этот метод диагностики остается весьма популярным и привлекательным.

Живучесть зондового метода объясняется не только его простотой, но и хорошим его временным разрешением а, также, предоставляемой им возможностью локально определять потенциал, концентрацию и функцию распределения электронов по модулю скоростей.

Последнее обстоятельство представляется особенно важным, так как функция распределения электронов часто никаким другим методом не может быть определена с достаточной точностью, а иногда применение других методов просто невозможно.

Основным недостатком зондового метода следует считать невозможность применения его в горячей плотной стационарной плазме.

Наиболее полный набор параметров: потенциал плазмы, концентрация и функция распределения электронов — определяется при обработке электронной ветви вольт-амперной характеристики зонда. Поэтому настоящая работа ставит перед собой цель — провести, насколько это возможно, подробный анализ ситуаций, приводящих к наблюдаемым искажениям именно этой ветви.

Поскольку в дальнейшем нам придется часто обращаться к классическим формулам, приведем изложенный в [1] вывод зависимости электронного зондового тока от функции распределения электронов, сделанный в предположении ее сферической изотропии, для участка бесконечного плоского зонда.

Пусть зонд находится под некоторым отрицательным по отношению к плазме потенциалом $-V$. Выберем достаточно большое от зонда расстояние, на котором влияние потенциала зонда пренебре-

жимо мало (см. фиг. 1а). Тогда ток электронов на зонд будет определяться выражением:

$$\frac{i_z}{e \cdot S_z \cdot n} = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} f(v) dv \cdot \int_0^{\theta} v \cdot \cos \alpha \cdot \sin \alpha \, d\alpha, \quad \text{В.1}$$

где S_z — площадь зонда,
 v — модуль скорости,
 $f(v)$ — функция распределения электронов по скоростям,
 n — концентрация электронов^ж,

а угол θ , при котором происходит полное торможение вертикальной компоненты скорости, получим из соотношения:

$$v \cdot \cos \theta = \sqrt{\frac{2eV}{m}}. \quad \text{В.2}$$

Подстановка В.2 в В.1 приводит к интегралу:

$$i_z = \frac{e \cdot S_z \cdot n}{4} \cdot \int_0^{\infty} f(v) \cdot v \cdot \left(1 - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{2eV}{m}\right) dv, \quad \text{В.3}$$

дифференцируя который дважды по V , получим формулу, связывающую вторую производную зондового тока с функцией распределения:

$$i_z'' = \frac{e^2 \cdot S_z \cdot n}{4m} \cdot \frac{1}{V} \cdot f\left(\sqrt{\frac{2eV}{m}}\right). \quad \text{В.4}$$

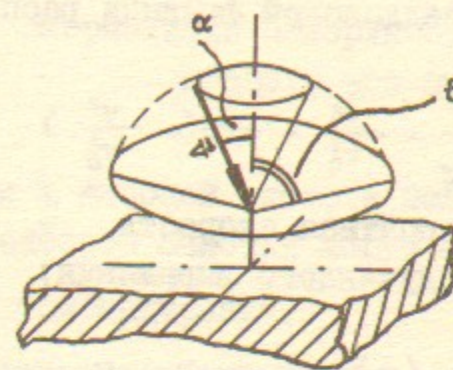
Точно такое же выражение получено в [1] для бесконечно длинного цилиндрического зонда при произвольном выборе его радиуса и прицельного расстояния.

Ток на зонд при потенциале зонда, соответствующем потенциалу плазмы ($V = 0$), определится выражением:

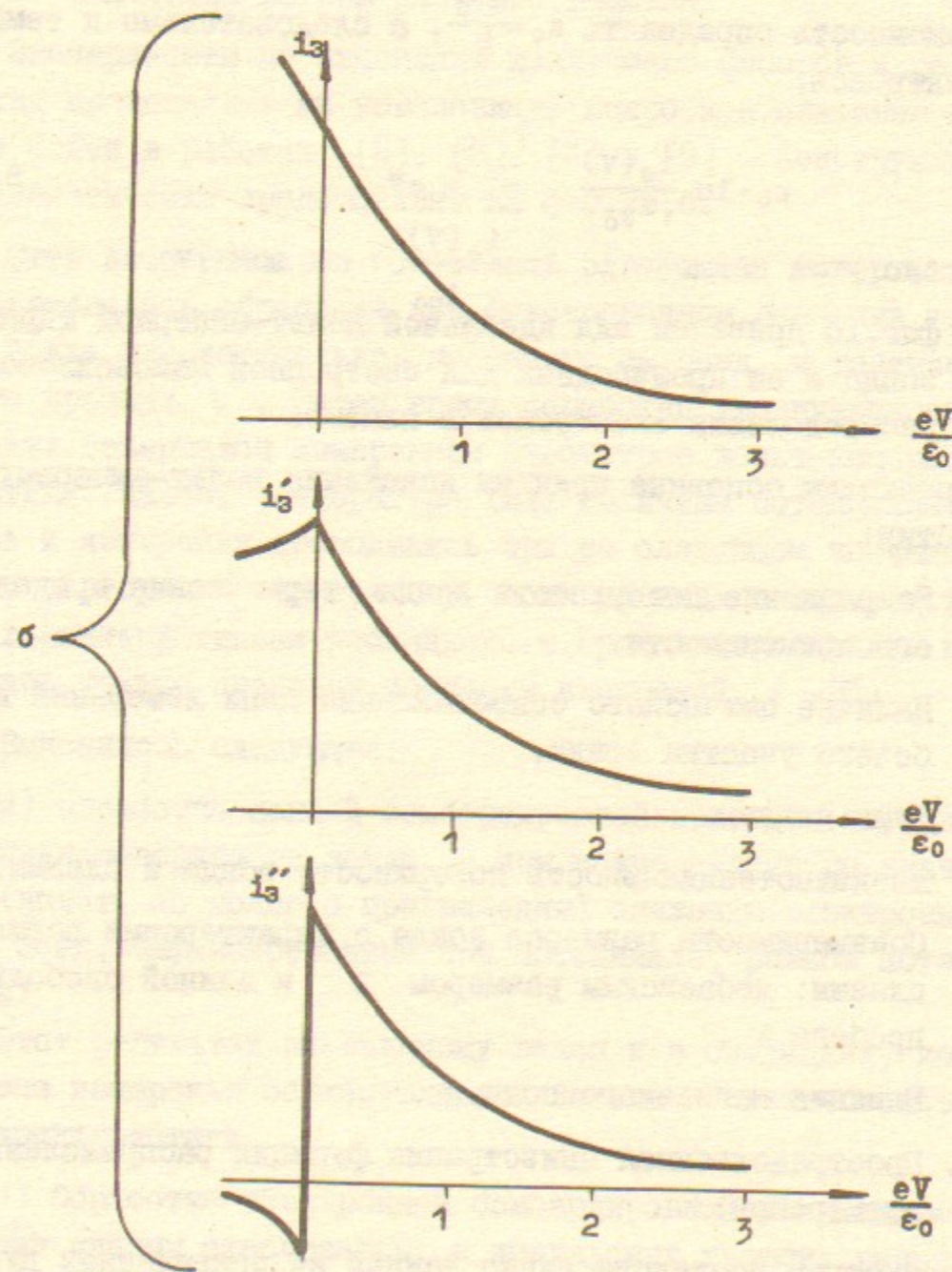
$$i_{z0} = \frac{e \cdot n \cdot \langle v \rangle}{4} \cdot S_z, \quad \text{В.5}$$

где $\langle v \rangle$ — средняя по функции распределения скорость электронов, в чем можно убедиться рассматривая В.3 при $V = 0$,

^ж) Здесь и далее функция распределения нормирована на 1.



а



Фиг. 1

а также подстановкой максвелловской функции распределения:

$$f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_0^3} \cdot \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) \quad \text{В.6}$$

в В.1 (здесь наиболее вероятная скорость $v_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \langle v \rangle$);
причем логарифмирование полученного выражения:

$$i_3 = \frac{e \cdot n \cdot \langle v \rangle}{4} \cdot S_3 \cdot \exp\left(-\frac{eV}{\epsilon_0}\right) \quad \text{В.7}$$

дает возможность определить $\epsilon_0 = \frac{mv_0^2}{2}$, а следовательно и температуру электронов:

$$\epsilon_0 \cdot \ln \frac{i_3(V)}{i_{30}} = -eV \quad \text{В.8}$$

как тангенс угла наклона $\ln \frac{i_3(V)}{i_{30}}$ к оси V .

На фиг.1б приведен вид идеальной вольт-амперной характеристики зонда и ее производных для изотропной максвелловской функции распределения электронов в плазме.

Перечислим основные причины искажения вольт-амперных характеристик:

1. Загрязнение поверхности зонда, термические пределы его применимости.
2. Наличие омического сопротивления цепи измерений и рабочего участка зонда.
3. Шумы плазмы.
4. Неэквипотенциальность поверхности зонда и плазмы.
5. Соизмеримость размеров зонда с характерными размерами плазмы: дебаевским размером D и длиной свободного пробега λ .
6. Влияние магнитного поля.
7. Пространственная анизотропия функции распределения электронов.

Рассмотрим последовательно каждый из приведенных пунктов.

I. Загрязнение поверхности зонда, термические пределы его применимости

Требования к высокой чистоте поверхности зонда общеизвестны. Однако способы очистки могут быть разными:

- а) ионная бомбардировка,
- б) электронная бомбардировка,
- в) омический нагрев рабочего участка.

Эксперименты по выяснению наилучшего способа и режимов очистки проводились на установках; подробное описание которых можно найти в работах: [2], [3], [4] и [5]. Конструкции зондов схематически представлены на фиг.2а,б.

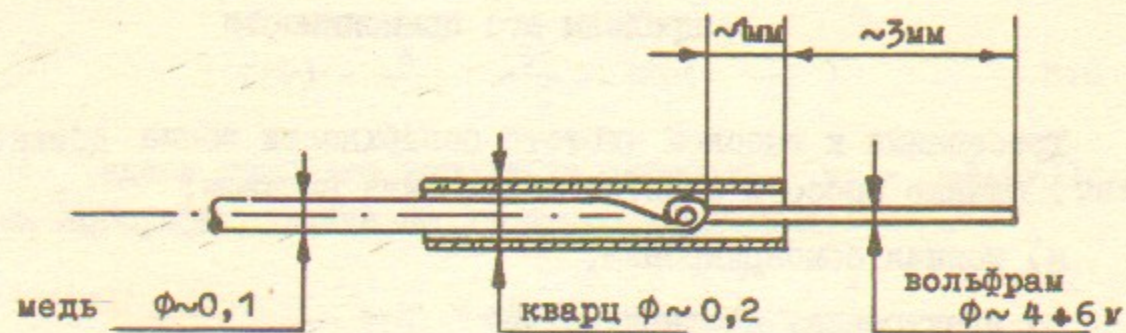
Суть экспериментов состояла в следующем: поверхность зонда подвергалась обработке при фиксированном значении температуры зонда или потенциала, поданного на зонд, в течение некоторого времени t . Затем время обработки увеличивалось. Каждый цикл завершался измерением параметров вольт-амперной характеристики. Далее, температура (или величина потенциала) повышалась и измерения проводились при ее следующем значении. Процедура повторялась до тех пор, пока разница между вольт-амперными характеристиками последнего и предыдущего циклов не становилась меньше пределов точности измерений ($\sim 2\%$).

Выяснилось следующее:

а) обработка ионной бомбардировкой приводит к ухудшению состояния поверхности зонда, о чем можно судить по значительному (вплоть до полного прекращения) снижению электронного тока на зонд, зафиксированный при потенциале, равном потенциалу плазмы.

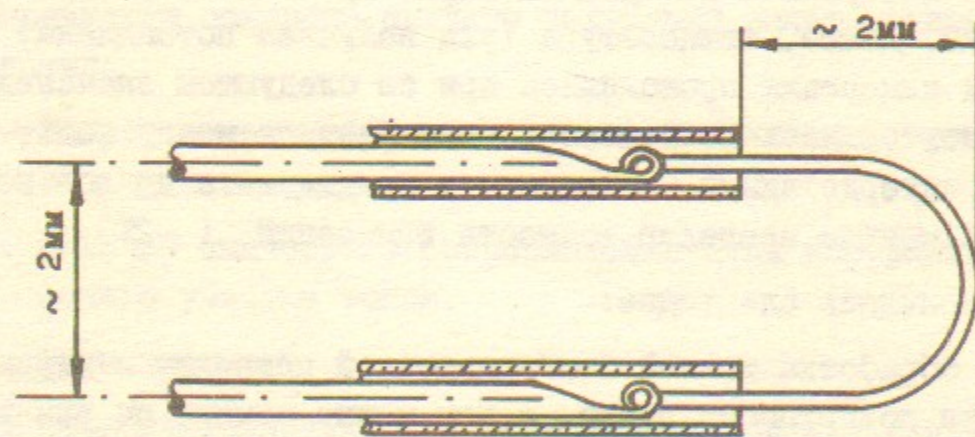
Этот результат по-видимому важен и в ситуациях, когда зондовые измерения осуществляются на ионной ветви вольт-амперной характеристики.

б) Обработка электронной бомбардировкой рекомендуется при изучении плазмы стационарных и импульсных тлеющих разрядов, когда давление неионизированного газа $p > 10^{-3}$ Тор. Режим: положительное смещение на зонд $\sim 10^3$ В, время $t \sim 0,2$ сек - перед каждым измерением.



а

Схематическое изображение конструкции зонда, предполагающей очистку поверхности электронной бомбардировкой.



б

Схематическое изображение конструкции зонда, допускающей очистку поверхности омическим прогревом. Остальные размеры те же что и на фиг.2а.

Фиг.2

в) Омический нагрев в атмосфере всех газов, кроме благородных, возможен только при рабочем вакууме: $p < 10^{-3}$ Тор. Рекомендуется в импульсных и квазиимпульсных системах. Режим: $T \approx 800^\circ\text{C}$, время $t \approx 1$ сек - перед каждым измерением.

Приведем еще два замечания:

- 1) даже незначительное присутствие паров масла резко снижает время между необходимыми операциями очистки,
- 2) сопротивление рабочего участка цилиндрического зонда из вольфрамовой проволоки $\phi 5$ мкм после омического прогрева в указанном режиме, возрастает в 1,5 раза, и это необходимо учитывать в расчетах (см. раздел 2).

На фиг.3 приведены две совмещенные осциллограммы вольт-амперных характеристик и их первых производных. Осциллограмма, выполненная сплошной линией, соответствует условию, когда зонд прогревался непосредственно перед измерением. Осциллограмма, выполненная штриховой линией - когда после одного рабочего импульса установки: [4] ($\tau = 0,3 \cdot 10^{-3}$ сек, $n \approx 10^{13}$ см $^{-3}$) зонд не прогревался и измерения проводились через один импульс. Время между импульсами: 5 сек, рабочий вакуум: $p \approx 10^{-6}$ Тор.

Из осциллограмм видно, что наиболее заметна разница производных в области их максимума (вблизи потенциала плазмы), где вклад в интеграл тока осуществляется низкоэнергетичными электронами.

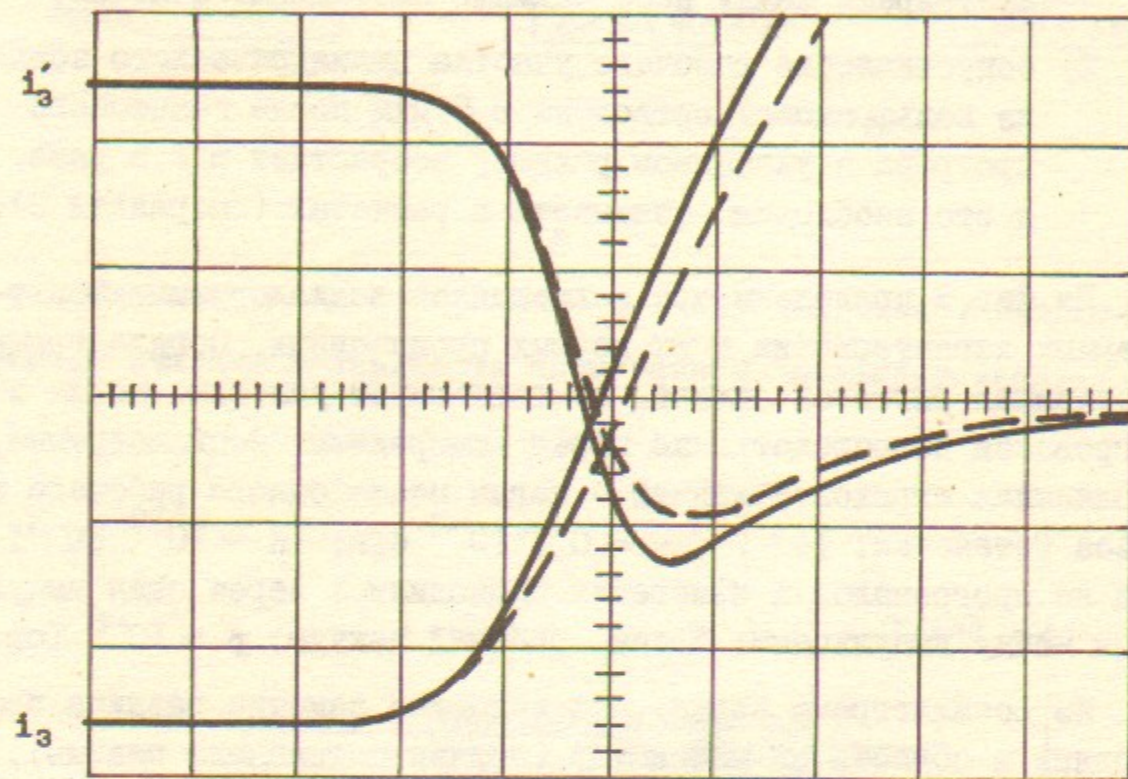
Не исключено, что снижение тока на зонд с загрязненной или насыщенной газом поверхностью может быть связано не только с уменьшением эффективной поверхности зонда, но и с эффектами вторичной эмиссии. Влияние же этого фактора на показания очищенного зонда не было замечено вплоть до энергий электронов ~ 60 эВ.

Для того, чтобы оценить термические возможности зонда, сделаем несколько предположений о механизме разогрева его плазмой.

Пусть зонд находится под плавающим потенциалом V_f , плазма полностью ионизована и термически равновесна. Тогда ионный ток на зонд может быть оценен выражением:

$$I_1 \approx \sqrt{\frac{2eV_f}{M}} \cdot enS_3$$

где M - масса иона.



Фиг.3

Осциллограммы i_3 (V) и i_3' (V) полученные от зонда, очищенного непосредственно перед измерением (сплошная линия) и очищенного перед предыдущим измерением (штриховая линия). Диаметр зонда - 5мм, длина - 4,4мм. Цена деления развертки по горизонтали: $C_x = 1\text{мкс/дел.}$, цена деления по вертикали для тока: $C_i = 2 \cdot 10^{-2}$ В/дел. = $5,4 \cdot 10^{-3}$ А/дел., производная i_3' - не нормирована.

Предположим, что каждый ион, достигающий поверхности зонда, передает ему энергию $\sim e \cdot V_f$. В этом приближении поток энергии на зонд:

$$W = e \cdot V_f \cdot S_3 \cdot n \cdot \sqrt{\frac{2eV_f}{M}} \quad 1.1$$

Полагая, что плазма прозрачна практически для всей области излучения нагретого зонда и пренебрегая теплопотерями на токоввод, приравняем значение W из I.1 потоку энергии от зонда, считая его черным телом:

$$\sigma T^4 = e \cdot V_f \cdot n \cdot \sqrt{\frac{2eV_f}{M}} \quad 1.2$$

В численном виде для водородной плазмы и предельной температуры зонда 1000°C выражение I.2 приводит к неравенству:

$$n \cdot \langle \epsilon \rangle^{3/2} \lesssim 2 \cdot 10^{13}, \quad 1.3$$

где размерность концентрации $[n] = \text{см}^{-3}$, размерность энергии $[\epsilon] = \text{эВ}$, а $\langle \epsilon \rangle \approx V_f$ связаны соотношением 3.3.

Нарушение неравенства I.3 и перегрев зонда могут привести к появлению заметного тока эмиссии и, следовательно, к искажению вольт-амперной характеристики. Однако в системах с импульсной генерацией плазмы зонд и при этих условиях может быть применен.

Уравнение энергетического баланса для нестационарной ситуации будет выглядеть следующим образом:

$$W = c\rho V \cdot \frac{\partial T}{\partial t} + S_3 \cdot \sigma T^4, \quad 1.4$$

а его решение:

$$t_1 = \frac{c\rho V}{4W} \cdot \sqrt{\frac{W}{\sigma S_3}} \cdot \left(\ln \frac{(T^* + T)(T^* - T_0)}{(T^* - T)(T^* + T_0)} + 2 \operatorname{arctg} \frac{T}{T^*} - 2 \operatorname{arctg} \frac{T_0}{T^*} \right), \quad 1.5$$

где $T^* = \sqrt{\frac{W}{\sigma S_3}}$, в приближении $W \gg \sigma T^4$ примет вид:

$$t_1 \approx \frac{c_p V \cdot (T - T_0)}{W} \quad 1.6$$

Здесь C — теплоемкость, ρ — плотность, а V — объем материала зонда.

Для водородной плазмы и предельной температуры вольфрамового зонда $\sim 1000^\circ\text{C}$ выражение 1.6 приводит к оценке:

$$t_1 \lesssim 0,2 \cdot \frac{R_3 \cdot 10^3}{n \cdot 10^{-13} \langle \epsilon \rangle^{3/2}}, \quad 1.7$$

где размерность радиуса зонда $[R_3] = \text{см}$, $[n] = \text{см}^{-3}$, $[\epsilon] = \text{эВ}$, а $[t_1] = \text{сек}$.

Уравнение 1.4 и оценка 1.7 будут справедливы, если время прогрева зонда на глубину его радиуса:

$$t_2 \approx \frac{R_3^2 \cdot c_p}{\pi^2 k} \quad 1.8$$

окажется меньше величины t_1 из 1.7 (здесь k — коэффициент теплопроводности материала зонда). В противном случае температура поверхности зонда будет соответствовать выражению:

$$T = T_0 \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{2c_p k}} \cdot \frac{W}{S_3} \cdot \sqrt{t_3}, \quad 1.9$$

которое при названных уже ограничениях ($T \sim 1000^\circ\text{C}$, материал — вольфрам, водородная плазма и т.д.) приводит к следующей оценке:

$$t_3 \lesssim (n \cdot 10^{-16} \langle \epsilon \rangle^{3/2})^{-2}, \quad 1.10$$

где поперечно: $[t] = \text{сек}$, $[\epsilon] = \text{эВ}$, $[n] = \text{см}^{-3}$.

Отметим, что для зонда из вольфрама диаметром 6 мкм, в соответствии с 1.8, $t_2 \approx 10^{-7}$ сек.

Во всех экспериментальных исследованиях, послуживших основой данной работы, вольфрам, в качестве материала для зондов, был выбран не только из-за его высокой температуры плавления,

но и из-за большой, в сравнении с другими температуропрочными материалами, электрической проводимости. Это обстоятельство, как мы увидим в разделе 2, может иметь решающее значение.

Очевидно, что в низкоионизованной плазме термический потолок зонда будет определяться температурой газа.

2. Наличие омического сопротивления цепи измерений и рабочего участка зонда

При измерениях обычно известно напряжение на генераторе, питающем зонд $-U_T$. При этом напряжение на зонде:

$$U_3 = U_T - i_3(U_T) \cdot R_\Sigma, \quad 2.1$$

где R_Σ — полное сопротивление измерительной цепи.

Из 2.1 следует, что

$$i_3' = \frac{\partial i_3}{\partial U_3} = \left[\left(\frac{\partial i_3}{\partial U_T} \right)^{-1} - R_\Sigma \right]^{-1}, \quad 2.2$$

а

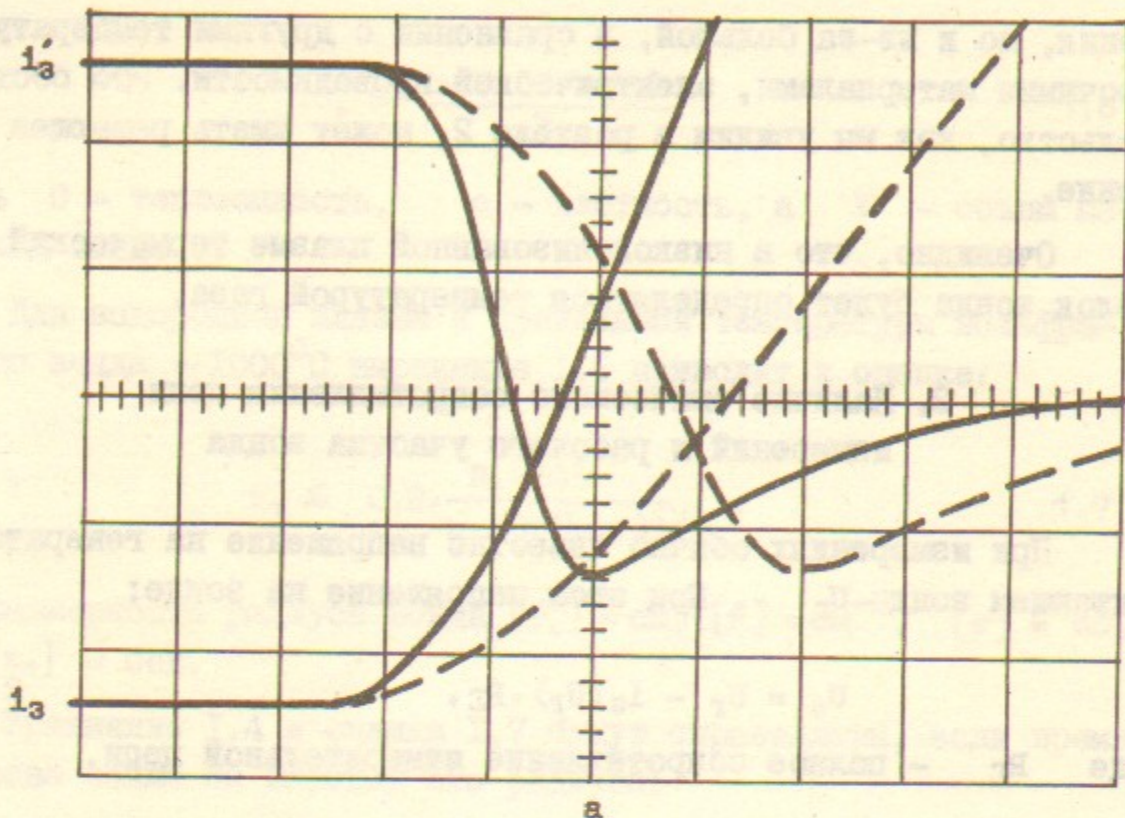
$$i_3'' = \frac{\partial^2 i_3}{\partial U_3^2} = \frac{\partial^2 i_3}{\partial U_T^2} \cdot \left[1 - \frac{\partial i_3}{\partial U_T} \cdot R_\Sigma \right]^{-3}, \quad 2.3$$

где $\frac{\partial i_3}{\partial U_T}$ и $\frac{\partial^2 i_3}{\partial U_T^2}$ — измеряемые величины.

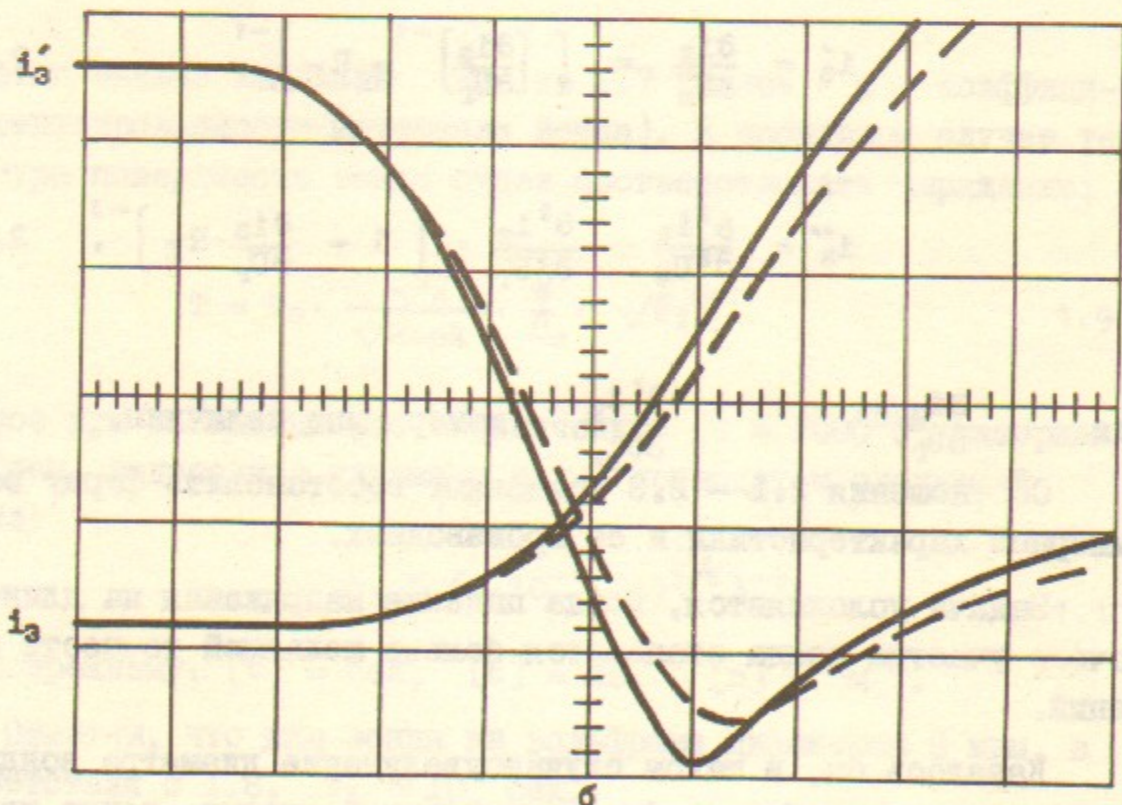
Соотношения 2.1 — 2.3 позволяют восстановить форму вольт-амперной характеристики и ее производных.

Задача усложняется, когда падение напряжения на длине рабочего участка зонда становится больше желаемой точности измерений.

Казалось бы, в таком случае увеличение диаметра зонда должно решить проблему. Однако в плотной плазме, когда падение напряжения на рабочем участке зонда может стать существенным, желательно диаметр его уменьшать до размеров, меньших дебаевской длины. Причины такого требования будут изложены в разделе 6.



$R_{\Sigma} = 112 \text{ Ом}$, диаметр зонда - 5 мкм, длина - 4,4 мм.
 $C_x = 1 \text{ мкс/дел.} = 1 \text{ В/дел.}$, $C_1 = 5,4 \cdot 10^{-3} \text{ А/дел.}$



Сопротивление рабочего участка зонда - 2,14 Ом, зонд и развертка - те же, что и на фиг. 4а, $C_1 = 5,4 \cdot 10^{-2} \text{ А/дел.}$

Фиг. 4

Сформулируем задачу. Напряжение $U(x)$ на участке dx , расположенном на расстоянии x от вывода зонда может быть определено выражением:

$$U(x) = U_{\Gamma} - \kappa i_3 x + \kappa \int_0^x j(t) dt - \kappa \int_0^x j(t) t dt$$

или, что то же самое:

$$U(x) = U_{\Gamma} - \kappa i_3 x + \kappa \int_0^x dt \int_0^t j(\tau) d\tau \quad 2.4$$

откуда

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \kappa j(U(x)). \quad 2.5$$

Здесь κ - погонное сопротивление зонда, j - погонная плотность электронного тока на зонд, t и τ - параметры с размерностью длины.

Уравнение 2.5 имеет решение:

$$x = \int_{U(x)}^{U_{\Gamma}} \frac{dU}{\sqrt{2\kappa^2 i_3^2 - 2 \int_{U}^{U_{\Gamma}} j(v) dv}} \quad 2.6$$

Однако реально пользоваться им достаточно сложно.

На фиг. 4а, б представлены для сравнения осциллограммы токов и их первых производных (штриховая линия) для зондов, вольт-амперные характеристики которых искажены за счет сопротивления токоподвода (фиг. 4а) и за счет сопротивления рабочего участка зонда (фиг. 4б). Здесь же сплошной линией представлены эти же характеристики после коррекции.

3. Шумы плазмы

Потенциальные шумы в плазме являются следствием различного рода неустойчивостей и часто не позволяют определить с требуемой точностью не только производные, но и саму вольт-амперную характеристику.

Искажения, обусловленные "медленными" изменениями параметров плазмы, с дрейфом измеряемой величины на $\sim 10\%$ за времена 10^{-4} сек, могут быть устранены за счет применения "быстрых"

электронных схем считывания вольт-амперных характеристик. В данной работе, например, при экспериментах на установках, представленных в работах [4], [5], собственное время измерений составляло $6 \cdot 10^{-6}$ сек, а производные от зондовой характеристики определялись здесь аналоговым путем. И опыт показал, что этот способ наиболее эффективен.

Искажения, связанные с высокочастотными шумами $f_{ш} > 10^4$ Гц, при условии их сравнительно невысокой амплитуды: $\frac{U_{ш}}{\epsilon_0} < 10^{-2}$ на размере порядка 1 мм, можно устранить, применяя систему "противозонда". Конструкция такой системы представлена схематически на фиг.5.

Во время измерений противозонд находится под небольшим отрицательным потенциалом $-\Delta V$ по отношению к плавающему потенциалу V_f и на него поступает ионный ток плазмы. На зонд, по отношению к противозонду, подается пилообразное положительное анализирующее напряжение с амплитудой: $U_{п} > V_f$.

Предположим, что функция распределения электронов вблизи плавающего потенциала максвелловская, плазма квазинейтральна, а средняя энергия ионов соответствует неравенству: $\langle \epsilon_i \rangle \lesssim eV_f$

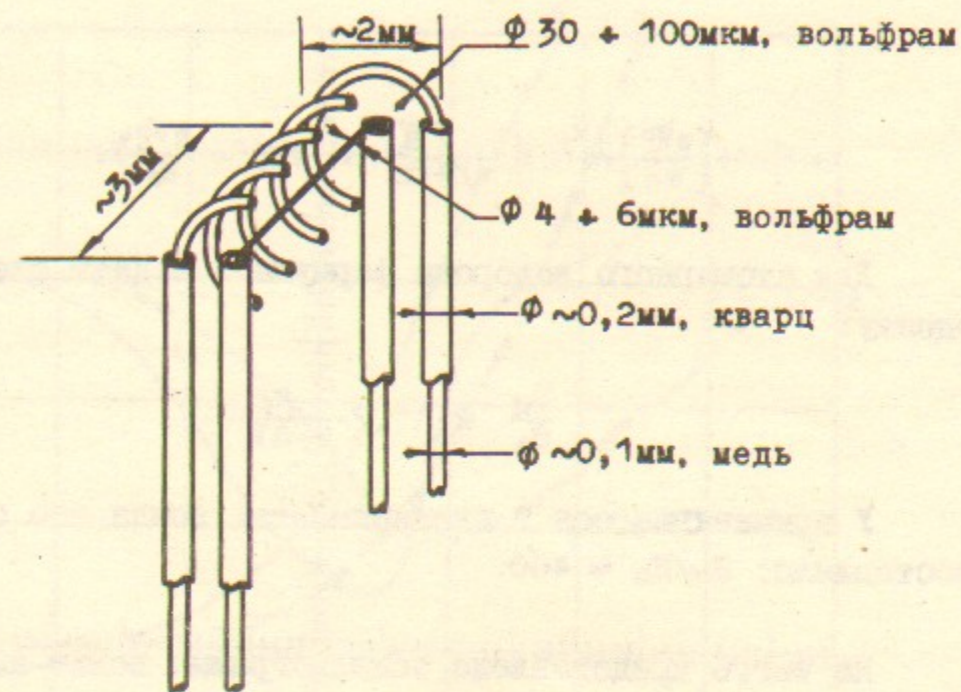
Тогда, воспользовавшись уравнением В.7 и В.3, потребуем, чтобы разность электронного и ионного тока на противозонд с площадью $S_{п}$, находящийся под потенциалом $V_f + \Delta V$, была по крайней мере равна электронному току на зонд, с площадью S_z , находящийся под потенциалом плазмы ($V = 0$ в формуле В.7). При этом мы приходим к выражению:

$$\frac{en \cdot \langle v \rangle \cdot S_z}{4} \leq enS_{п} \cdot \left[\sqrt{\frac{2e(V_f + \Delta V)}{M}} - \sqrt{\frac{\epsilon_0}{2\pi m}} \cdot \exp\left(-\frac{e(V_f + \Delta V)}{\epsilon_0}\right) \right] \cdot 3.1$$

разлагая которое при условии: $\frac{e \cdot \Delta V}{\epsilon_0} < 1$, $\frac{\Delta V}{V_f} < 1$ и ограничиваясь линейными членами, получим неравенство:

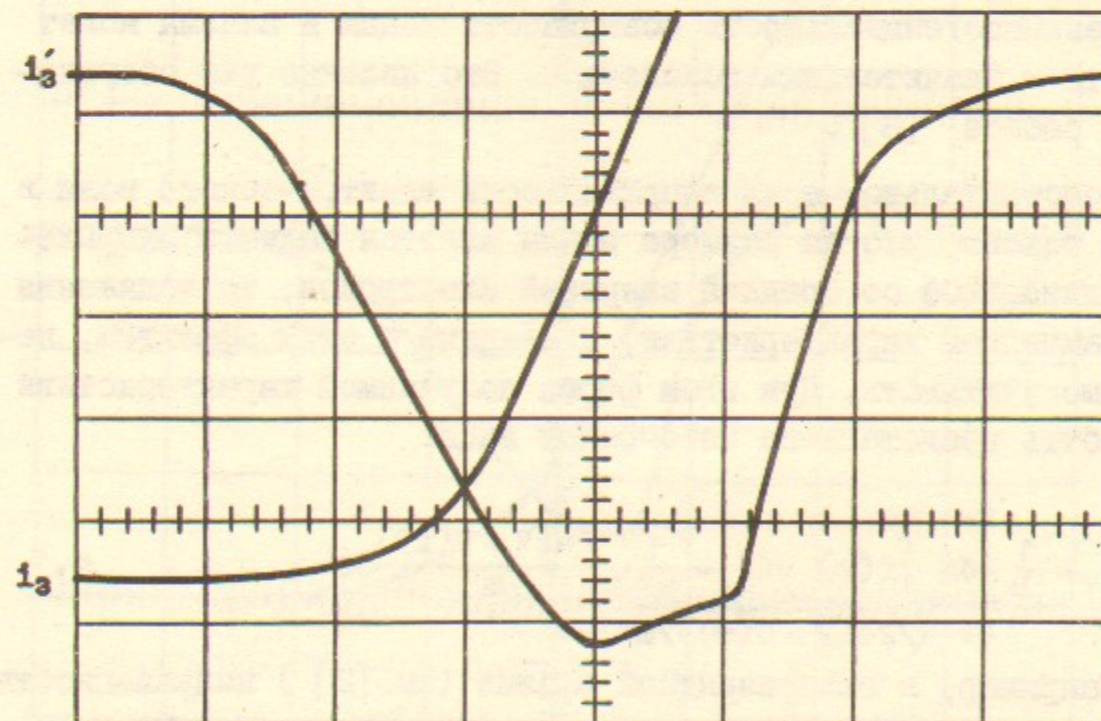
$$\frac{S_z}{S_{п}} \leq 3 \cdot \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{m}{M}} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{eV_f}} \cdot \frac{e \cdot \Delta V}{\epsilon_0} \quad 3.2$$

Здесь M - масса иона, ϵ_0 - энергия электронов, соответствующая наиболее вероятной скорости, а величина $\frac{eV_f}{\epsilon_0}$ определяется из равенства модулей электронного и ионного тока на зонд, находящийся под плавающим потенциалом V_f т.е. из уравнения:



Фиг.5

Конструкция системы зонд - противозонд, допускающая очистку рабочих поверхностей омическим нагревом. Материалы те же, что и на фиг.2а.



Фиг.6

Осциллограмма $i_3'(V)$ и $i_3(V)$, снятая при уровне шумов плазмы: $E_{ш} \approx 3В/см$ на установке, представленной в [5]. $C_x = 2,5 мкс/дел. = 12,5В/дел.$ $C_1 = 1,67 \cdot 10^{-2} А/дел.$ $R_3 = 2 мкм.$ $l = 3,85 мм.$

$$\left(\frac{eV_f}{\epsilon_0}\right)^{1/2} = \sqrt{\frac{M}{4\pi m}} \cdot \exp\left(-\frac{eV_f}{\epsilon_0}\right). \quad 3.3$$

Для атомарного водорода формула 3.2 дает следующую оценку:

$$\frac{S_{II}}{S_3} \geq 11,7 \cdot \frac{\epsilon_0}{e \cdot \Delta V}. \quad 3.4$$

У применявшегося в экспериментах зонда это отношение составляло: $S_{II}/S_3 \approx 400$.

На Фиг.6 представлена осциллограмма вольт-амперной характеристики и ее производной, полученная в сильно шумящей ($U_{ш} \approx 30$ В на размере ~ 10 см) плазме в центре пробкотрона установки МАЛ (см. [5]).

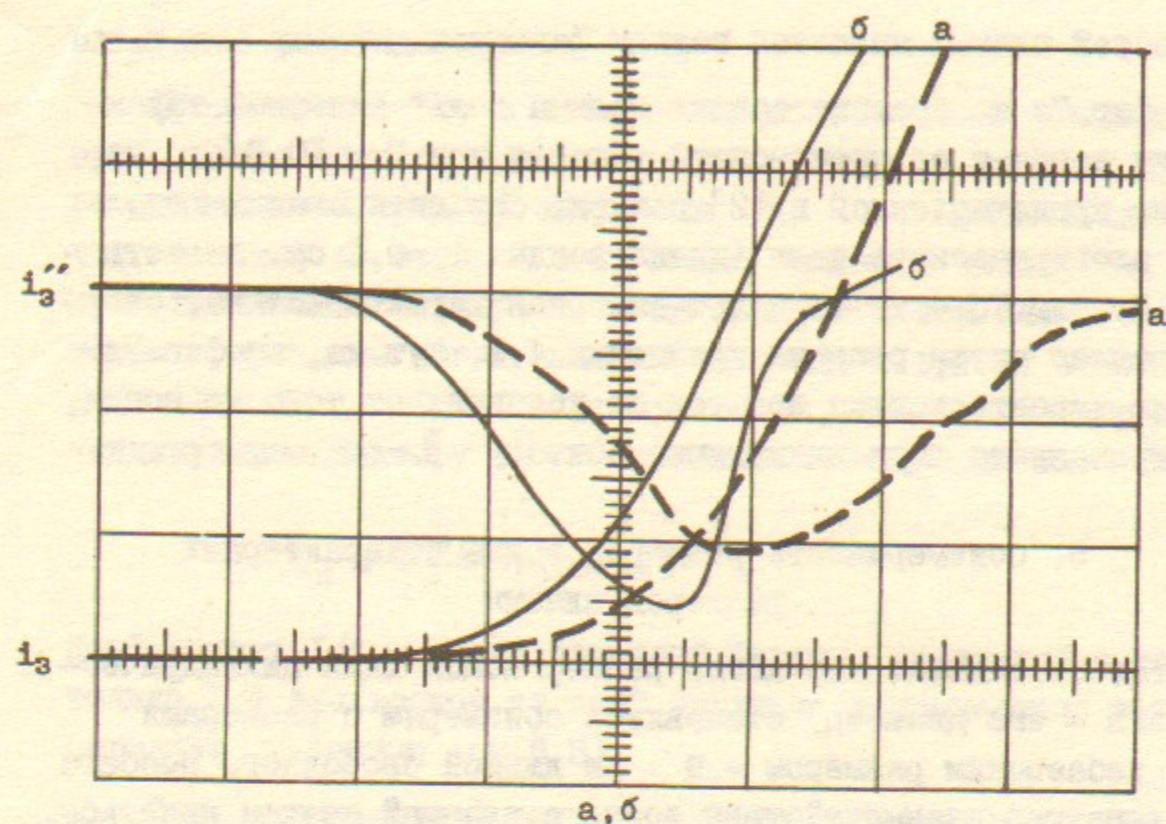
4. Неэквипотенциальность поверхности зонда и плазмы.

Неэквипотенциальность поверхности зонда и плазмы может привести к значительным искажениям. Это явление уже обсуждалось в работе [6].

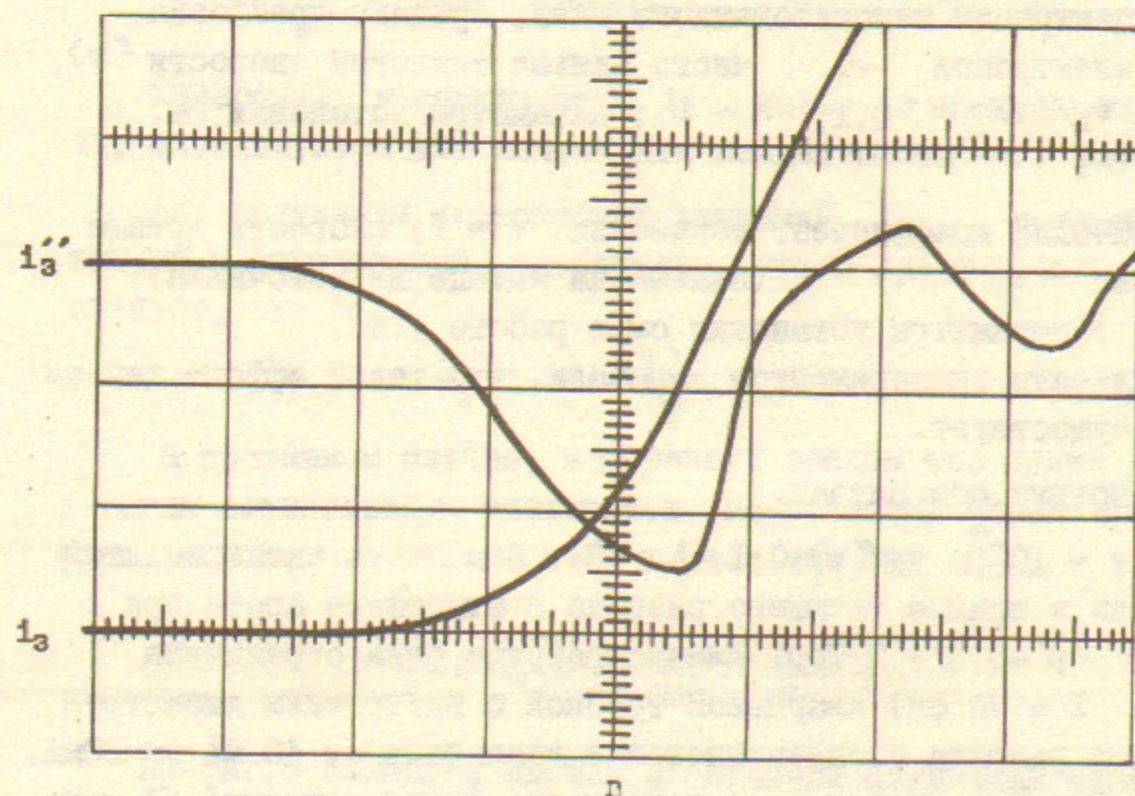
Действительно, если напряженность электрического поля в плазме такова, что на размере зонда имеется падение напряжения соизмеримое со средней энергией электронов, то искажения вольт-амперной характеристики, связанные с этим эффектом, необходимо учитывать. При этом форма получаемой характеристики может быть представлена интегралом вида:

$$\frac{4}{eS_3} \cdot I_3 = \frac{1}{I} \int_{x_1}^{x_2} dx \int_{-\infty}^{\infty} f(v) \cdot v \left(1 - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{2e(V+U(x))}{m}\right) dv. \quad 4.1$$

Например, в газоразрядной плазме (см. [2]) напряженность электрического поля может достигать величин порядка 30 В/см и на длине зонда $l = 0,3$ см, ориентированного вдоль поля, падение напряжения $U(x_2) - U(x_1) = 9$ В, что значительно превышает среднюю энергию электронов: $\langle \epsilon \rangle \approx 2$ эВ. Поэтому правильная ориентировка зонда относительно эквипотенциальных



Осциллограмма, полученная от зонда, сорентированного вдоль вектора \vec{E} — а и ее коррекция — б. Подробности в тексте.



То же, что и на фиг.7а, но зонд развернут перпендикулярно вектору \vec{E} . $C_x = 50$ мкс/дел. = 1,37 В/дел., $C_1 = 8,33 \cdot 10^{-7}$ А/дел..

Фиг 7

поверхностей плазмы является важным фактором.

На фиг.7а изображена осциллограмма вольт-амперной характеристики зонда и ее производной, снятая при $E = 10 \text{ В/см}$ на установке представленной в [2] зондом, сориентированным вдоль вектора электрического поля (длина зонда $l = 0,3 \text{ см}$, диаметр 4 мм). На фиг.7б - та же вольт-амперная характеристика, скорректированная путем решения уравнения 4.1. Тут же, на фиг.7в приведена характеристика при тех же условиях от того же зонда, сориентированного перпендикулярно вектору \vec{E} .

5. Соизмеримость размеров зонда и характерных размеров плазмы

Кажется очевидным, что когда размер зонда (для цилиндрического зонда - его диаметр) становится соизмерим с размерами плазмы: дебаевским размером D и длиной свободного пробега λ , характер взаимодействия зонда с плазмой должен меняться.

Эксперименты были проведены в следующих условиях:

а) Низкий коэффициент ионизации: $\gamma = \frac{n}{N} \approx 0,5 \cdot 10^{-7}$, где N - концентрация неионизованного газа; средняя дрейфовая скорость электронов v_d много меньше тепловой скорости $\langle v \rangle$, так что $v_d / \langle v \rangle \approx 0,1$; $\lambda \sim D$; параметры установки см. в работе [2].

б) Высокий коэффициент ионизации: $\gamma \approx 1$; скорость дрейфа электронов: $v_d \approx \langle v \rangle$ (плазма на выходе из источника); $\lambda \gg D$; параметры установки см. в работе [4].

Результаты экспериментов показали, что такой эффект действительно существует.

Рассмотрим оба случая.

а. $\gamma \sim 10^{-7}$, $v_d / \langle v \rangle \sim 0,1$, $\lambda \sim D$. Эта часть экспериментов проводилась в плазме тлеющего разряда в атмосфере азота при давлениях $p = 0,3 + 7 \text{ Тор}$. Плазма разряда была ограничена длиной ($L = 70 \text{ см}$) кварцевой трубкой с внутренним диаметром $3,2 \text{ см}$. Ток разряда устанавливался в диапазоне от 40 мА до 80 мА . Параметры плазмы измерялись одновременно двумя зондами: $\phi 4 \text{ мм}$ и $\phi 30 \text{ мм}$ длиной 3 мм - каждый. Основные результаты экспериментов и подробности техники измерений опубликованы в [2].

Прежде чем обращаться к экспериментальным данным, проведем

следующее рассуждение:

Предположим, что в тлеющем разряде доставка электронов в призондовую область осуществляется только за счет их дрейфового движения со средней скоростью v_d . Предположим также, что область, из которой зонд может получать электроны, ограничена дебаевским размером. Тогда дрейфовый ток электронов, которые в принципе могут попасть на зонд, в трубке сечением $S_d = 2 \cdot (D + R_3) \cdot l$ (R_3 - радиус зонда, зонд сориентирован перпендикулярно вектору \vec{E}), определится выражением:

$$i_d = \frac{en v_d}{4} \cdot 2(D + R_3) \cdot l. \quad 5.1$$

Коэффициент $1/4$ - геометрический фактор, связанный с тем, что только $1/4$ электронов из всей функции распределения может быть принята зондом (см. В.3).

Ток, потребляемый зондом, зафиксированным при потенциале плазмы, находится из равенства В.5:

$$i_3 = \frac{en \langle v \rangle}{4} \cdot 2\pi R_3 \cdot l.$$

Измеренное значение тока i_3 далее, с помощью этой формулы, используется для вычисления концентрации n электронов.

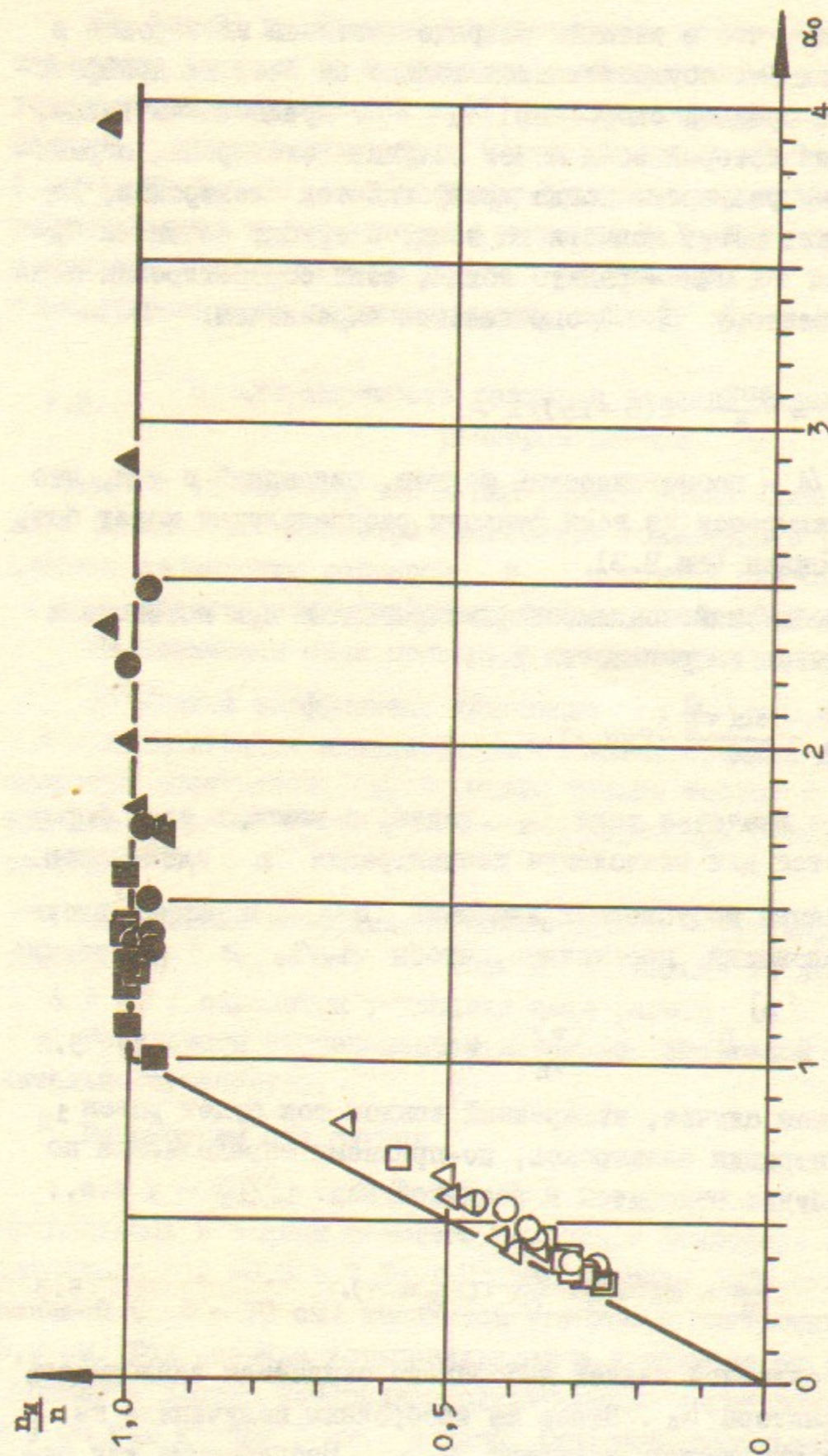
Для получения достоверных значений n , в рамках высказанных предположений, необходимо, чтобы $i_d / i_3 \geq 1$, откуда следует, что

$$\frac{D}{R_3} \geq \pi \cdot \frac{\langle v \rangle}{v_d} - 1. \quad 5.2$$

В противном случае, измеренный зондом ток будет равен i_d и тогда концентрация электронов, по-прежнему определяемая по формуле В.5, будет относиться к реальной как i_d / i_3 , т.е.:

$$\frac{n_M}{n} = \alpha_0 = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{v_d}{\langle v \rangle} \cdot \left(\frac{D}{R_3} + 1 \right). \quad 5.3$$

На фиг.8 сплошной линией изображена ожидаемая зависимость n_M / n от фактора α_0 . Здесь же изображены полученные из экспериментальных данных значения n_M / n , рассчитанные как отношение концентрации электронов, определенной по формуле В.5 на основании измерений, сделанных зондом $\phi 30 \text{ мм}$, к concentra-



Фиг. 8

Зависимость отношения концентраций, полученных на основании измерений сделанных зондом ϕ 30 мкм к концентрациям, рассчитанным из данных от зонда ϕ 6 мкм. Достоверность результатов получаемых от зонда ϕ 6 мкм проверялась по схеме, изложенной в [2]. Различные символы соответствуют различным условиям эксперимента.

циям, рассчитанным из значений тока от зонда ϕ 6 мкм. Достоверность значений n , полученных с помощью зонда ϕ 6 мкм, проверялась по схеме, изложенной в [2].

Видно, что в области $i_d/i_z \geq 1$, как и следовало ожидать, $n_M/n = 1$. Близость экспериментальных точек к прямой:

$n_M/n = \alpha_0$ в интервале $0 \leq \alpha_0 \leq 1$ служит подтверждением предположений о способе доставки и размере призондового пространства сбора электронов.

В то время, как дебаевский размер, определенный на основании экспериментальных значений n и $\langle v \rangle$, менялся во всем диапазоне измерений от 260 мкм до 120 мкм, длина свободного пробега электронов, вычисленная по формуле:

$$\lambda = \langle v \rangle (N \int_0^{\infty} f(v) \cdot \sigma_{\Pi}(v) \cdot v dv)^{-1},$$

изменялась от 500 мкм до 70 мкм (здесь в качестве $f(v)$ были использованы полученные из эксперимента i_z' , а зависимость полного сечения σ_{Π} от скорости электронов для азота взята из [7]). Поэтому те же оценки, сделанные в предположении, что область сбора определяется длиной свободного пробега, приводят к значительному (в 4 раза) расхождению экспериментальных отношений n_M/n от соответствующих предсказаний.

Тем не менее, в этом конкретном эксперименте длины свободного пробега по порядку величины близки к дебаевским размерам, и утверждение, что размер сбора определяется именно дебаевской длиной, не кажется убедительно обоснованным.

б. $\gamma = 1$, $\frac{v_d}{\langle v \rangle} = 1$, $\lambda \gg D$. Эти эксперименты проводились на установке, подробное описание которой имеется в работе [4]. Длина свободного пробега здесь (кулоновская длина) на много порядков превышала дебаевский размер, принимая значения от нескольких сантиметров до 0,5 мм при соответствующем изменении дебаевского размера от 0,1 см до 3 мкм.

Установка представляла собой импульсный ($\tau = 300$ мксек) высокостабильный источник водородной плазмы. Измерения проводились в два этапа параллельно двумя зондами. Сначала были применены зонды ϕ 5 мкм и ϕ 26 мкм, а затем — ϕ 5 мкм и ϕ 100 мкм, длина каждого зонда 3 мм. Длительность импульса анализирующего

пилообразного напряжения составляла 25 мксек, а полная его амплитуда - 25 В при линейности $\sim 0,5\%$.

Концентрация плазмы естественным образом устанавливалась в пространстве вакуумной камеры, уменьшаясь с расстоянием от источника, что позволило провести относительные и абсолютные измерения ее параметров в интервале концентраций: $n = 10^{11} + 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и средних энергий электронов: $\langle \epsilon \rangle = 1,6 + 6 \text{ эВ}$.

Результаты измерений представлены на фиг.9 в виде экспериментальных точек. При этом показания зонда $\phi 5 \text{ мм}$ принимались за "истинные"^ж.

В данном случае выражение, аналогичное выражению 5.3, будет иметь вид:

$$\frac{n_M}{n} = \frac{1}{\pi} \cdot \left(\frac{D}{R_3} + 1 \right). \quad 5.4$$

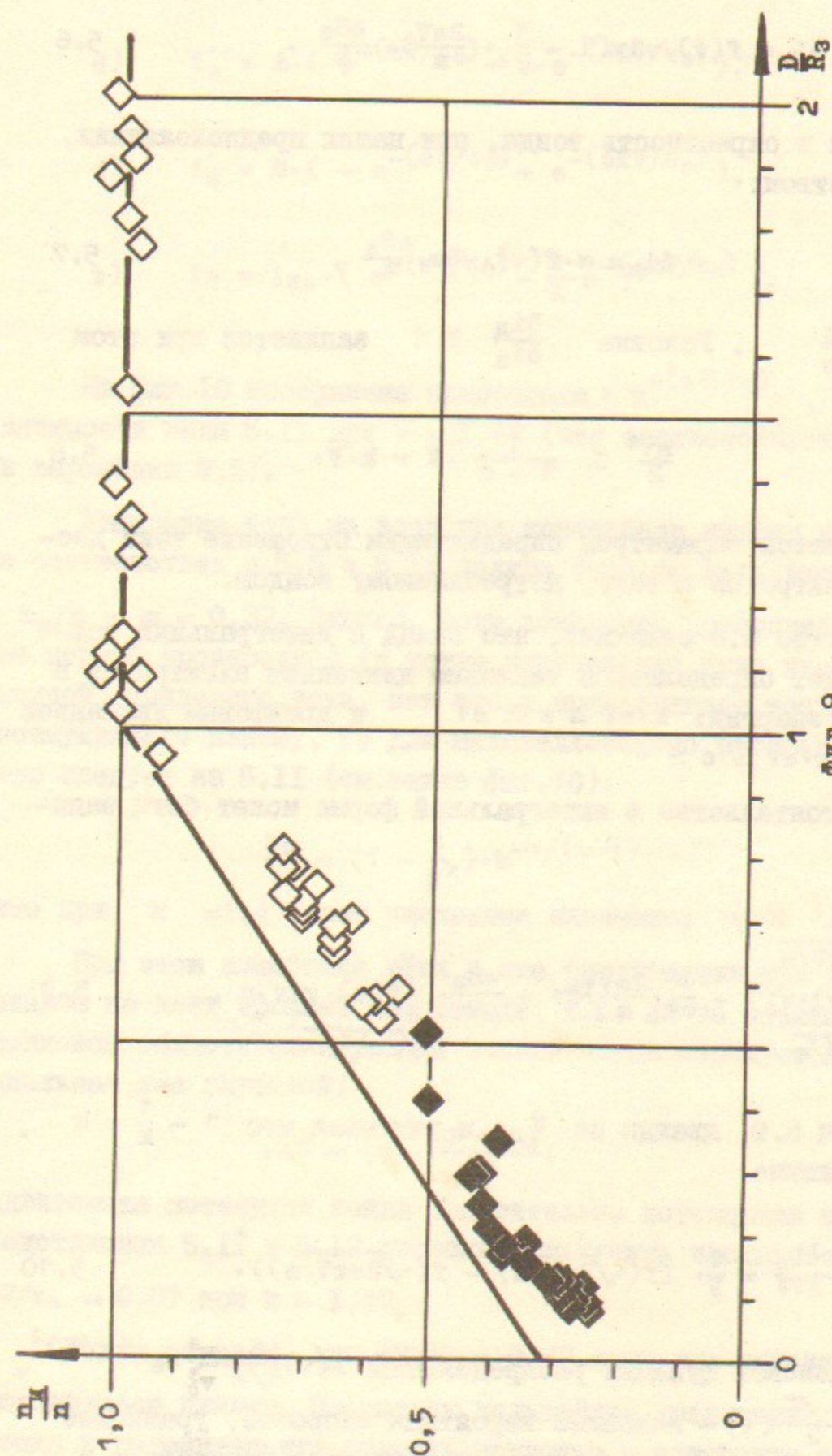
Однако на основании результатов, приведенных на фиг.9, можно утверждать, что уже при $\frac{D}{R_3} = 1$ показания зонда $\phi 26 \text{ мм}$ неотличимы от показаний зонда $\phi 5 \text{ мм}$ (для него в этих же условиях: $\frac{D}{R_3} = 5,2$). Поэтому разумно предположить, что средняя область сбора электронов больше дебаевского размера на величину ~ 2 . Это обстоятельство очевидно связано с тем, что при вычислении D не учитывалось слагаемое: $v_d = \langle v \rangle$. Для величины D , определенной таким образом, 5.4 следует изменить:

$$\alpha_0 = \frac{n_M}{n} = \frac{1}{\pi} \cdot \left(2 \cdot \frac{D}{R_3} + 1 \right). \quad 5.5$$

На фиг.9 сплошной линией проведена прямая, соответствующая выражению 5.5. Видно, что в области $\frac{D}{R_3} < 1,0$ экспериментальные значения n_M/n систематически меньше вычисленных. Для того, чтобы разобраться в причинах такого расхождения, рассмотрим более детально процесс доставки и реализации электронов в призондовой области.

Для группы электронов с фиксированным значением скорости v в интервале δv ток на зонд (см.В.3) определится выражением:

ж) В сравнении с предыдущим экспериментом условия доставки здесь значительно лучше, т.к. $v_d = \langle v \rangle$, $\lambda \gg D$, а $2 \cdot D > 5 \text{ мм}$ во всей области измерений.



Фиг.9
Зависимость отношения измеренной концентрации электронов n_M к действительному ее значению n для разных значений параметра D/R_3 . Затемненные символы - зонд $\phi 100 \text{ мм}$, просветленные - зонд $\phi 26 \text{ мм}$.

$$\delta i_3 = f(v) \cdot v \delta v \left(1 - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{2eV}{m}\right) \cdot \frac{eS_3}{4} \quad 5.6$$

Дрейфовый ток в окрестность зонда, при наших предположениях, дается равенством:

$$\delta i_D = \alpha \cdot f(v) \cdot v \delta v \cdot \frac{eS_3}{4}, \quad 5.7$$

где $\alpha = \frac{v_D \cdot S_D}{v \cdot S_3}$. Условие $\frac{\delta i_D}{\delta i_3} \geq 1$ запишется при этом в виде:

$$\frac{mv^2}{2} \leq \frac{1}{1-\alpha} \cdot V = k \cdot V \quad 5.8$$

где α является параметром определяющим отношение тока доставленных электронов к току, потребляемому зондом.

Неравенство 5.8 означает, что вклад в интегральный зондовый ток будет определяться тепловым движением электронов в диапазоне их энергий: $k \cdot eV \geq \epsilon \geq eV$ и дрейфовым движением в диапазоне: $k \cdot eV \leq \epsilon \leq -$

Это обстоятельство в интегральной форме может быть записано в виде:

$$i_3 = \frac{eS_3}{4} \cdot \int_{\sqrt{2ekV/m}}^{\sqrt{2ekV/m}} f(v) \cdot v \left(1 - \frac{1}{v^2} \cdot \frac{2eV}{m}\right) dv + \frac{eS_3}{4} \cdot \int_{\sqrt{2ekV/m}}^{\infty} f(v) \cdot v dv \cdot \alpha \quad 5.9$$

Дифференцируя 5.9 дважды по V и учитывая что $1 - \frac{1}{k} = \alpha$, получим выражение:

$$\frac{4m}{e^2 S_3} \cdot \frac{d^2 i_3}{dV^2} = \frac{1}{V} \cdot (f(\sqrt{2eV/m}) - f(\sqrt{2ekV/m})) \quad 5.10$$

Для максвелловской функции распределения $f(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{v^2}{v_0^3} \cdot e^{-(v/v_0)^2}$,

где $v_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \langle v \rangle$ — наиболее вероятная скорость, уравнение

5.10 позволяет вычислить значения тока и его производных в

*) Везде далее принято приближение: $k = k_0 = (1 - \alpha_0)^{-1}$.

явном виде:

$$a) \quad i_3'' = A \cdot (e^{-(eV/\epsilon_0)} - k \cdot e^{-(ekV/\epsilon_0)}),$$

$$б) \quad i_3' = B \cdot (-e^{-(eV/\epsilon_0)} + e^{-(ekV/\epsilon_0)}), \quad 5.11$$

$$в) \quad i_3 = i_{30} \cdot (e^{-(eV/\epsilon_0)} - \frac{1}{k} \cdot e^{-(ekV/\epsilon_0)}).$$

На фиг.10 изображена экспонента: $e^{-(eV/\epsilon_0)}$, а также зависимости вида 5.11 при $k = 1,47$ (что соответствует $D/R_3 = 0$ в выражении 5.5).

Измерение тока на зонд при потенциале плазмы для $k = 1,47$, в соответствии с 5.5 и 5.11 должно было бы дать значение

$n_M/n = \alpha_0 = 0,32$. Однако, если измерение проводить в максимуме первой производной (в точке пересечения нуля второй производной) зондового тока, как это и предполагает теория зонда не возмущающего плазму, то для максвелловского распределения, как это следует из 5.11 (см. также фиг.10):

$$\frac{n_M}{n} = \left(1 - \frac{1}{k^2}\right) \cdot k^{-1/(k-1)}, \quad 5.12$$

что при $k = 1,47$ дает численное значение: $n_M/n = 0,24$.

При этом измерение тока и его производных при потенциале плазмы не дает прежней информации, т.к. из-за обеднения призондовой области электронами вблизи зонда образуется потенциальная яма глубиной:

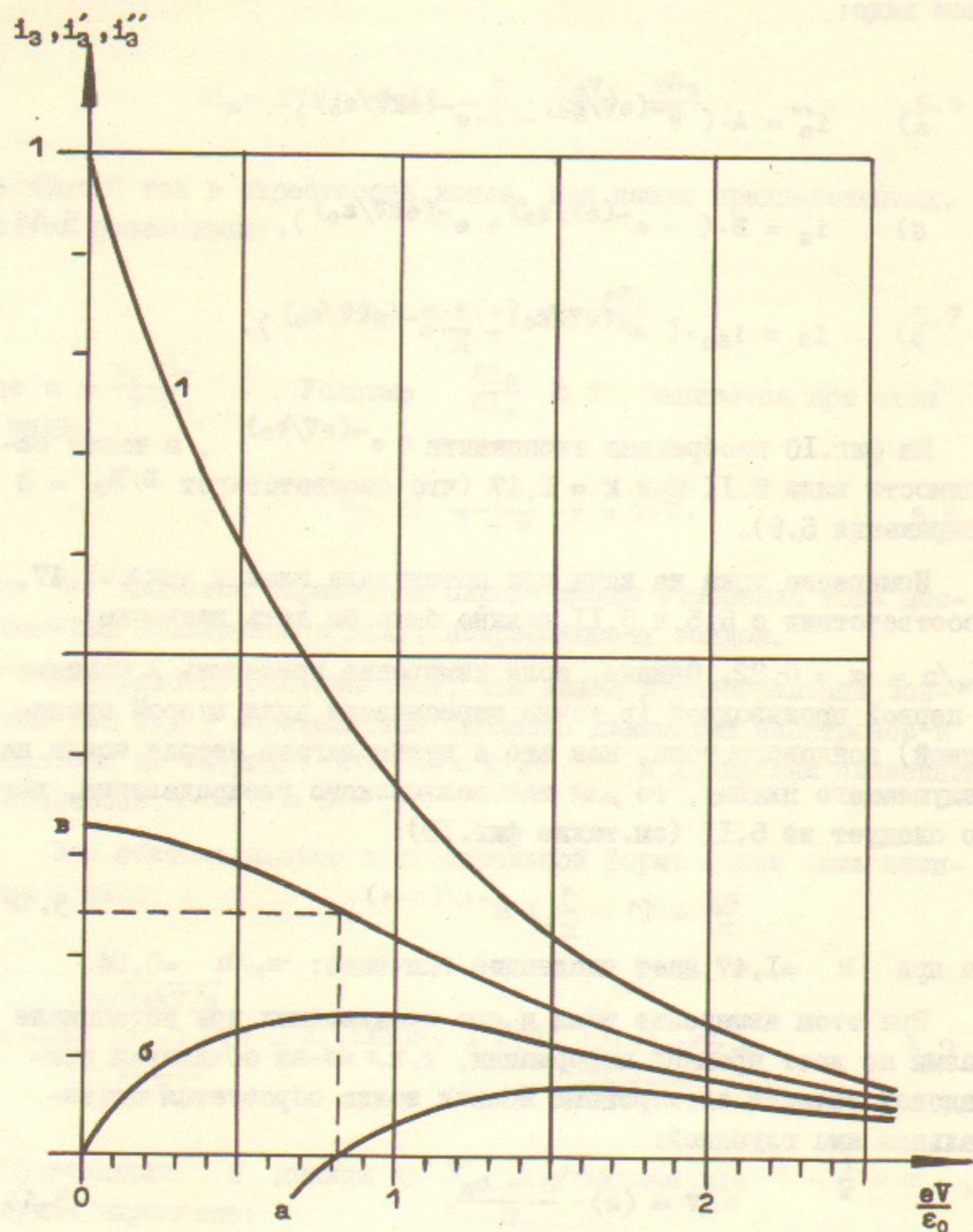
$$e\Delta V \approx \langle \epsilon \rangle \cdot \frac{n - n_M}{n}, \quad 5.13$$

сдвигающая потенциал зонда относительно потенциала плазмы.

Подстановка 5.11 в 5.13 позволяет получить численное значение:

$$e\Delta V/\epsilon_0 = 0,87 \text{ при } k = 1,47.$$

Таким образом, при $eV/\epsilon_0 = 0,87$ зонд уже находится под потенциалом плазмы. Поскольку дальнейшее увеличение потенциала зонда в положительную область приводит к ускорению электронов в призондовом слое, то зависимость тока i_3 от V , поведение



Фиг. 10

Сравнительное изображение экспоненты (1) и зависимостей вида 5.11 (а, б, в) для значения $k = 1,47$.

i_3' и i_3'' — определяются совсем другими физическими процессами.

Максимум первой производной, в создавшейся ситуации, оказывается сдвинут (см. 5.II и фиг. 10) на величину:

$$\frac{eV}{\epsilon_0} = \frac{\ln k}{k - 1}, \quad 5.14$$

т.е. на $\frac{eV}{\epsilon_0} = 0,82$ при $k = 1,47$, что достаточно близко к потенциалу плазмы: $e\Delta V/\epsilon_0 = 0,87$. Это обстоятельство приводит к взаимной маскировке и образованию потенциальной ямы и появление искажений вольт-амперной характеристики.

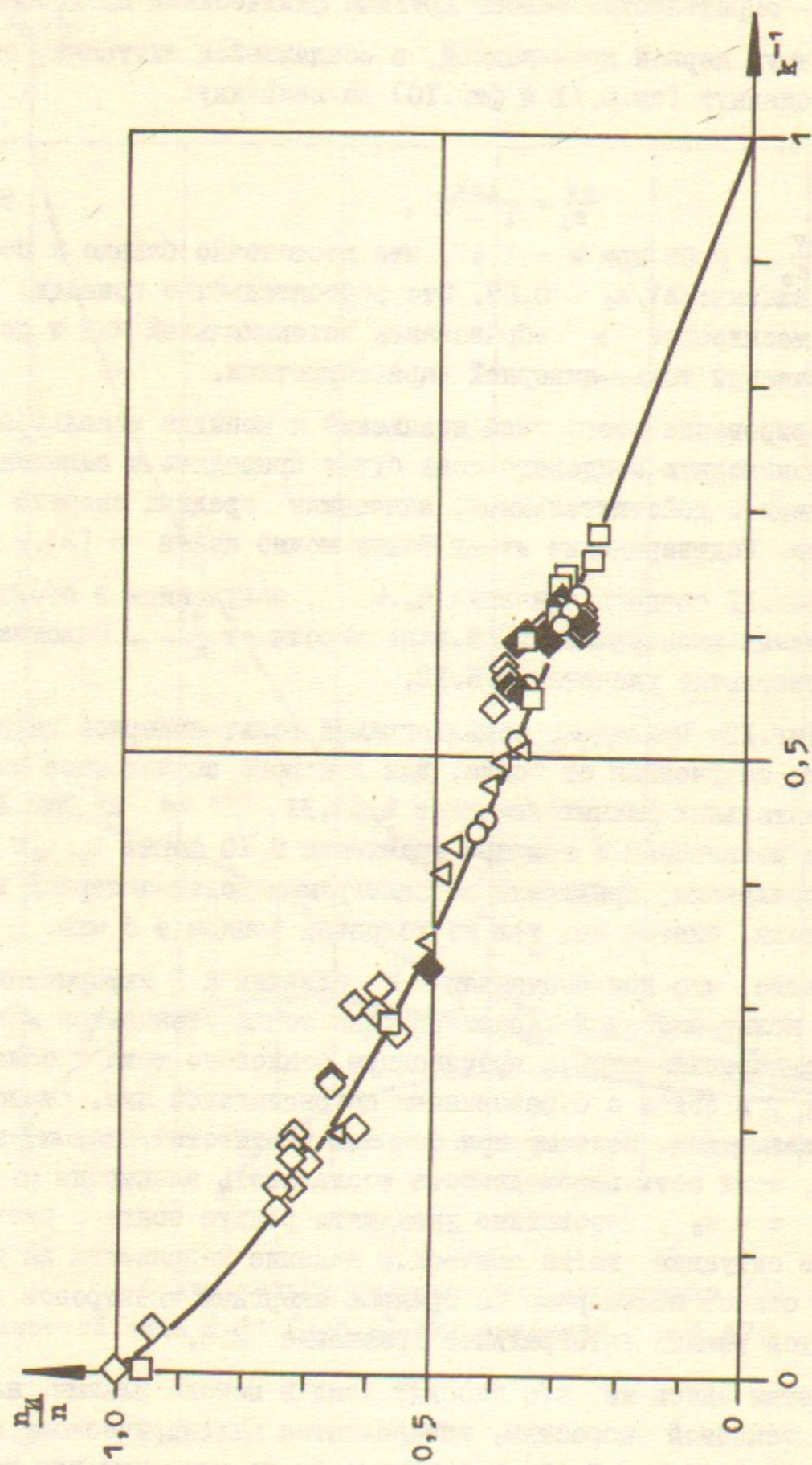
Игнорирование этого типа искажений и попытка использовать вторую производную зондового тока будет приводить к завышенным, по сравнению с действительными, значениям средних энергий электронов. Подтверждение этому факту можно найти в [2].

На фиг. II сведены значения n_d/n , полученные в обоих рассмотренных экспериментах, в зависимости от $\frac{1}{k}$. Сплошная линия — результат расчета по 5.I2.

На фиг. 12а приведена осциллограмма вольт-амперной характеристики, полученная от зонда, для которого вычисленное из экспериментальных данных значение $k = 1,52$. Тут же на фиг. 12б, приведена выявленная с помощью уравнения 5.10 форма i_3, i_3'' . Ниже, для сравнения, приведена осциллограмма вольт-амперной характеристики, снятая при тех же условиях зондом $\phi 5$ мкм.

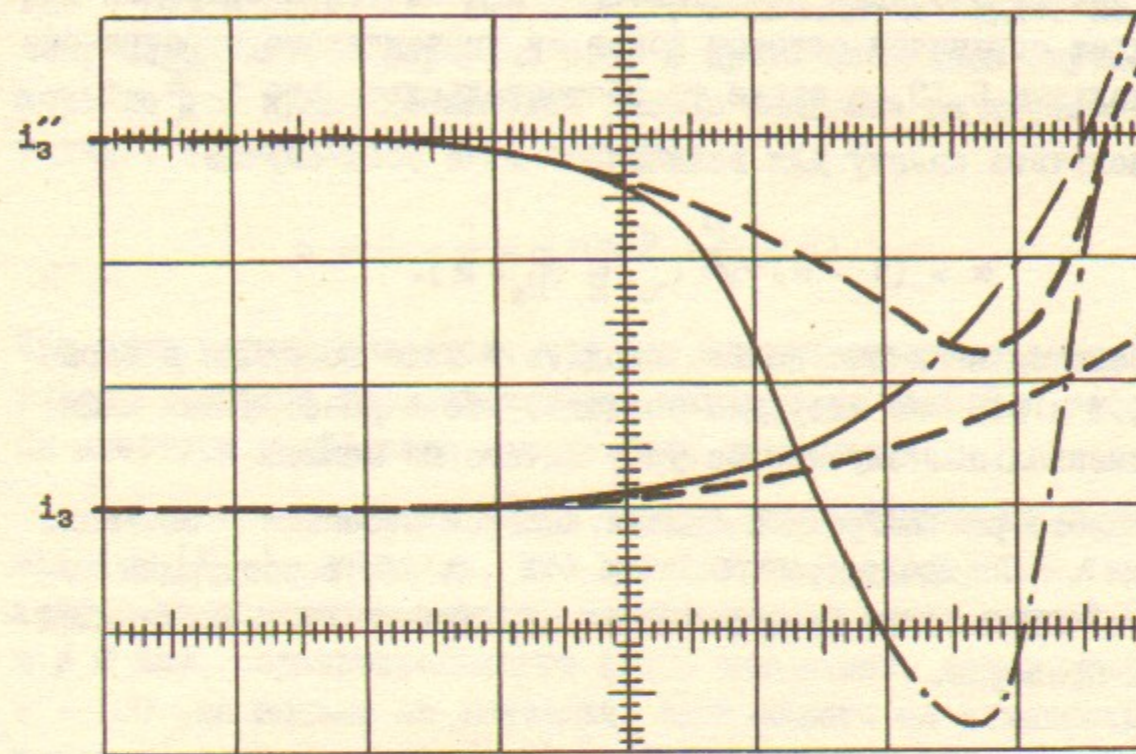
Понятно, что при значениях k близких к 1 информативная ценность вольт-амперной характеристики зонда становится мала, а проанализировать вторую производную зондового тока в области $eV \lesssim \epsilon_0$, в связи с образованием потенциальной ямы, становится невозможным. Поэтому при больших плотностях плазмы, где $D/R_2 \sim 0$, если есть необходимость исследовать электроны с энергией $\epsilon < \epsilon_0$, необходимо уменьшать радиус зонда с риском попасть в ситуацию, когда омическое падение напряжения на длине зонда станет соизмеримо со средней энергией электронов и потребуются решать интегральное уравнение 2.6.

Заметим здесь же, что плоский зонд в потоке плазмы, набегавшей с тепловой скоростью, эквивалентен цилиндрическому с $D/R_2 = 0$ (для него $k = 1,47$) и практически не применим для изучения тлеющего разряда, где при $D/R_2 = 0$ $\alpha \sim 0,03$ ($v_d \sim 0,1 \langle v \rangle$).



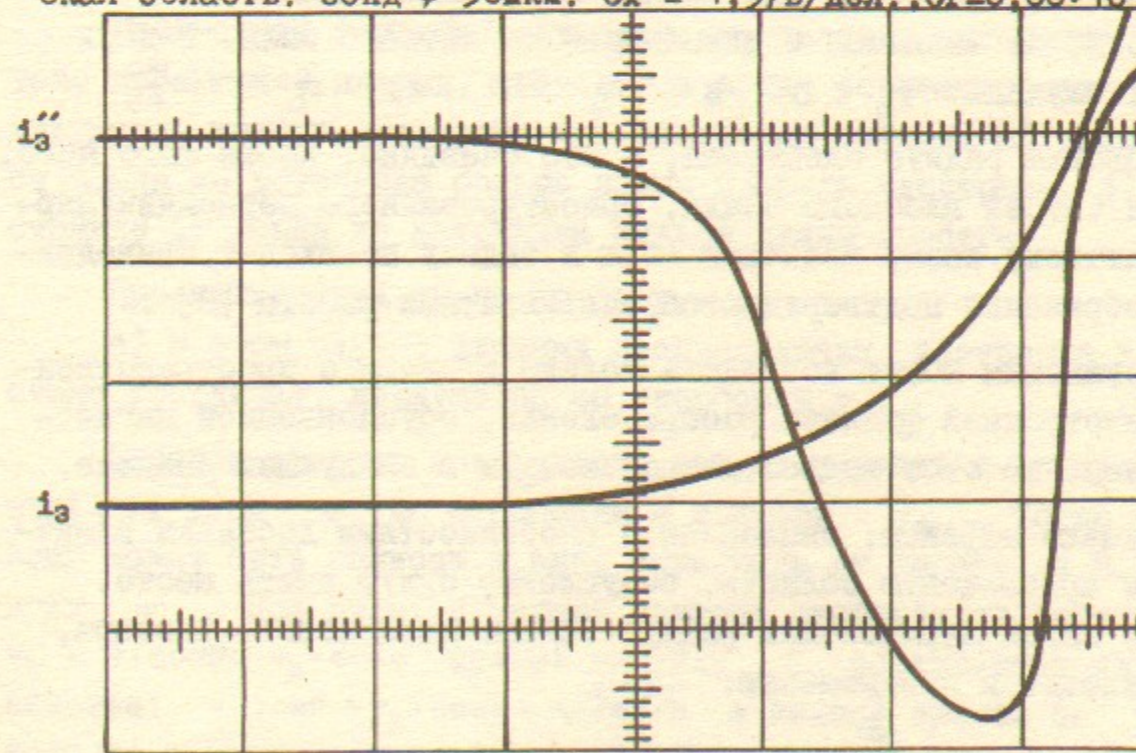
Фиг. 11

Отношение концентрации плазмы, измеренной с помощью зонда n к действительному ее значению n_0 в зависимости от параметра k . Символы те же, что и на фиг. 8, 9.



а, б

Осциллограмма I_3 (V) и I_3'' (V) (штриховая линия) и ее коррекция (тонкая линия) для $k = 1,52$. Пунктир - неаналитическая область. Зонд ϕ 30 мкм. $S_x = 1,37$ В/дел., $S_i = 6,66 \cdot 10^{-6}$ А/дел.



Осциллограмма I_3 (V) и I_3^B (V), полученная от зонда ϕ 5 мкм в тех же условиях, что и на фиг. 12а. $S_i = 8,33 \cdot 10^{-7}$ А/дел.

Фиг. 12

В центре свободно разлетающейся плазмы ток электронов на зонд будет ограничен оттоком ионов из призондового пространства. Используя 5.13, а также то обстоятельство, что $1 - \frac{n_i}{n} = 1 - \alpha$, легко получить оценку для величины α в этом случае:

$$\alpha = (1 - \alpha)^{3/2} \cdot \sqrt{\frac{m}{M}} \left(\frac{D}{R_3} + 2 \right). \quad 5.15$$

Эта небольшая величина должна входить в виде поправки в выражения 5.3 и 5.5, но нетрудно увидеть, что в разобранных нами экспериментальных случаях ее учет ничего не меняет.

В свете рассмотренной задачи кажется резонным в ситуации когда $\lambda < D$ заменить D на λ в соответствующих выражениях. Однако это предположение не подвергалось экспериментальной проверке.

6. Влияние магнитного поля

Магнитное поле не должно влиять на электронную ветвь вольт-амперной характеристики зонда, так как распределение в пространстве скоростей для электронов, подлетающих к его поверхности, не меняется с включением магнитного поля. В двух крайних случаях: $r_L < D$ и $r_L > D$, где $r_L = v \cdot \frac{mc}{eH}$ - ларморовский радиус электрона, - это очевидно. Кроме того ясно, что для случая плоского зонда, ориентированного перпендикулярно магнитному полю, величина поля в задачу не входит. Приведенные соображения подтверждаются результатами работы [8].

Искажения могут возникать только в связи с пространственной анизотропией функции распределения, обусловленной магнитным полем, но этот вопрос мы рассмотрим в следующем разделе.

Однако эффекты, связанные с особенностями доставки электронов в призондовую область, безусловно будут иметь место. Причем, когда ларморовский радиус больше дебаевского размера, что приводит к соотношению:

$$\frac{H^2}{8\pi} < nmc^2, \quad 6.1$$

или в численном выражении:

$$H^2 < 2 \cdot 10^{-5} \cdot n, \quad 6.2$$

где $[H] = \text{Эрст}$, а $[n] = \text{см}^{-3}$, величина k будет по-прежнему определяться формулой 5.5. В противоположном случае в формуле 5.5 нужно дебаевский размер заменить на ларморовский радиус, в результате чего получим:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{k} = \frac{1}{k} \cdot \left(2 \cdot \frac{r_L}{R_3} + 1 \right). \quad 6.3$$

При этом подразумевается, что ось цилиндрического зонда сориентирована строго перпендикулярно магнитному полю для того, чтобы апертура дрейфового потока была максимальной.

Экспериментальные исследования, проведенные на установке МАЛ (см. [5]), показали, что концентрация электронов, вычисленная на основании данных, полученных от зонда длиной 3 мм и ϕ 6 мм, сориентированного вдоль магнитного поля, оказалась в ~ 100 раз меньше ее значения, полученного на основании данных того же зонда, сориентированного перпендикулярно магнитному полю, как это и следует из 5.8 (здесь $r_L > D$, $D/l \approx 100$).

7. Пространственная анизотропия функции распределения

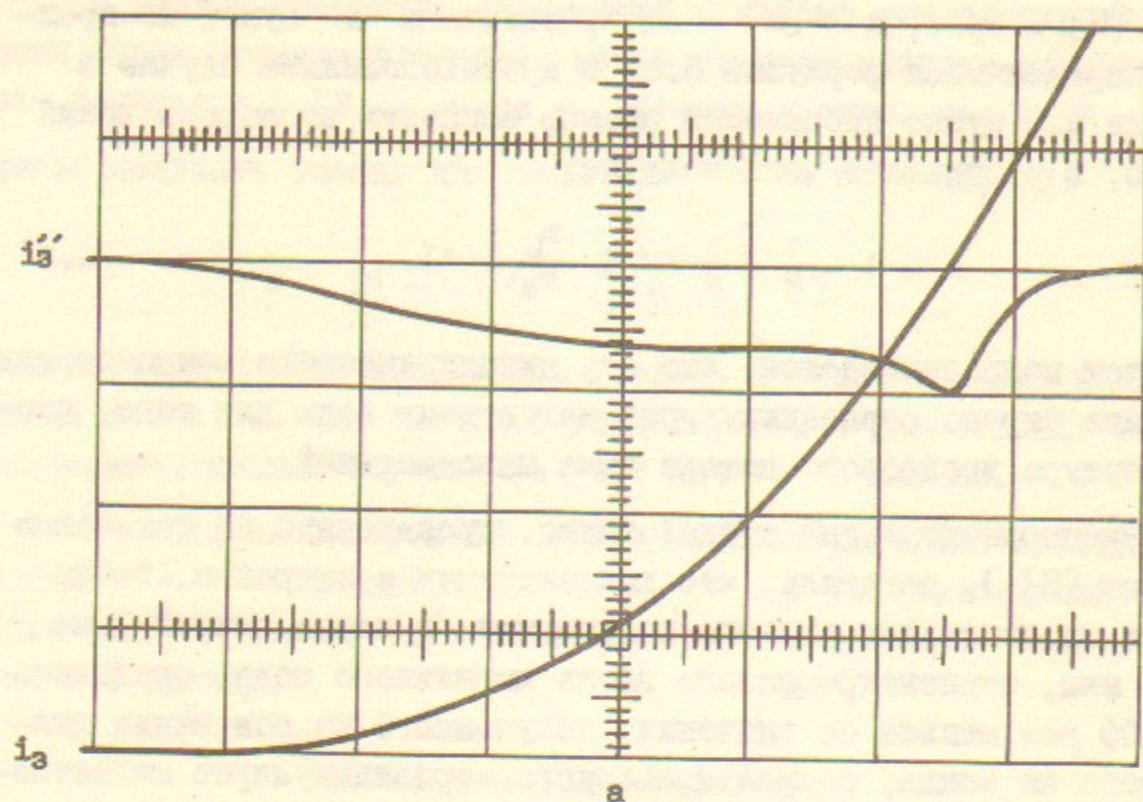
Рассмотрим подробно ситуацию, когда зонд находится в потоке набегающей плазмы, причем ось зонда сориентирована перпендикулярно потоку. Возможны два различных случая: а) расстояние от зонда до источника больше длины пробега электрона, б) расстояние от зонда до источника меньше длины пробега.

Проанализируем их по порядку.

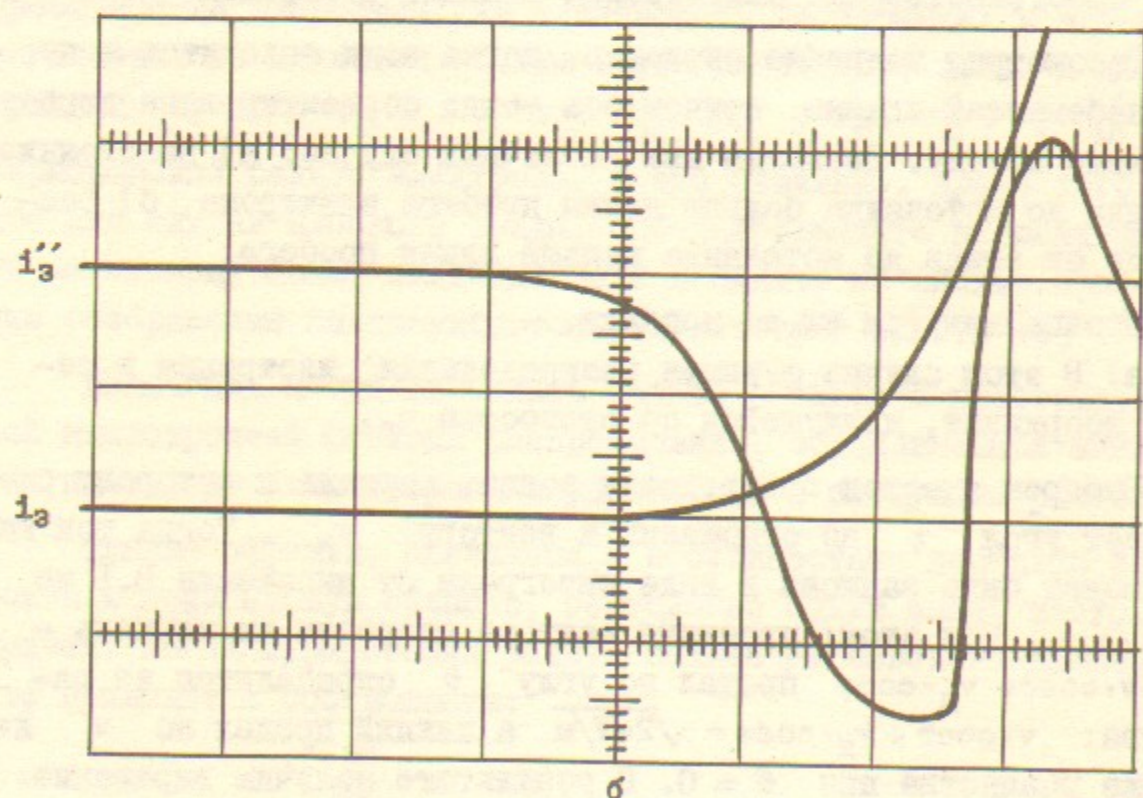
а) В этом случае функция распределения изотропна в системе координат, движущейся со скоростью v_d .

Выберем участок поверхности зонда, нормаль к которому составляет угол φ по отношению к вектору \vec{v}_d . Тогда ток на зонд может быть записан в виде интеграла от выражения $V \cdot I$ по углу φ . При этом: проекция вектора скорости на нормаль - $v_{\Sigma} = v \cdot \cos\theta + v_d \cdot \cos\varphi$ предел по углу θ определится из равенства: $v \cdot \cos\theta + v_d \cdot \cos\varphi = \sqrt{2eV/m}$ а нижний предел по v из того же равенства при $\theta = 0$. В результате получим выражение:

$$\frac{i_a}{S_a} = \frac{e}{2\pi} \int_0^{\pi} d\varphi \int_{\sqrt{2eV/m - v_d \cdot \cos\varphi}}^{\infty} f(v) \cdot dv \int_0^{\arccos(\sqrt{2eV/m - v_d \cdot \cos\varphi}/v)} (v \cdot \cos\theta + v_d \cdot \cos\varphi) \cdot \sin\theta \, d\theta, \quad 7.1$$



Осциллограмма $i_3(V)$ и $i_3'(V)$ в случае $v_d = \langle v \rangle$, $\langle \epsilon \rangle = 1,75 \text{эВ}$.
 $C_x = 1,37 \text{В/дел.}$, $C_i = 6,66 \cdot 10^{-6} \text{А/дел.}$



Так выглядела бы осциллограмма, изображенная на фиг.13а, при $v_d = 0$.

Фиг.13

дифференцируя которое дважды по V , приходим к окончательному результату:

$$\frac{4m}{e^2 S_3} \cdot i_3'' = \frac{2e}{\pi m} \cdot \frac{1}{\sqrt{2eV/m}} \cdot \int_0^\pi \frac{f(\sqrt{2eV/m} - v_d \cdot \cos\phi)}{\sqrt{2eV/m} - v_d \cdot \cos\phi} d\phi. \quad 7.2$$

Решение интегрального уравнения 7.2 дает возможность при известной экспериментальной зависимости i_3'' от V определить $f(\sqrt{2eV/m})$ и величину v_d .

б) В этом случае к проекции каждой из компонент скорости на направление потока добавляется величина равная модулю этой скорости. Используя приведенную выше схему, можно получить выражение для i_3'' :

$$\frac{4m}{e^2 S_3} \cdot i_3'' = \frac{1}{\pi \cdot V} \cdot \int_0^\pi f(\sqrt{2eV/m} / (1 + \cos\phi)) d\phi. \quad 7.3$$

Для функции распределения быстро падающей с ростом аргумента вычисление $f(\sqrt{2eV/m})$ из 7.3 не представляет труда.

На фиг.13 приведена осциллограмма вольтамперной характеристики и ее производной, отражающая первый из рассмотренных случаев. Здесь же дана вычисленная по 7.2 функция распределения электронов. Полученная в результате величина $v_d \approx \langle v \rangle$.

8. Экспериментальная проверка достоверности функции распределения электронов, определяемой по вольт-амперной характеристике зонда.

Во всех разобранных случаях основным критерием корректности зондовых измерений служила правильность получаемых значений концентраций электронов, при этом вопрос о достоверности определяемых из эксперимента функций распределения оставался открытым. Поэтому представлялось важным осуществить экспериментальную проверку соответствия функции распределения и второй производной зондового тока по напряжению в отсутствии искажений, рассмотренных в п.п. 1+7 настоящей работы.

На фиг.14 изображена экспериментальная установка. Она представляла собой два коаксиальных цилиндрических электрода (1 и 2). Внешний электрод (1) служил анодом (внутренний его

диаметр - 150 мм, нержавеющая сталь), а внутренний (2) - катодом (внешний его диаметр - 86 мм, медь). Рабочая длина системы $L = 200$ мм. На аноде располагалась катушка магнитного поля. (11)

С каждой стороны к аноду вакуумплотно закреплялся объем (3), который одновременно служил консолью для крепления лазерных зеркал (4) и катода, а также - местом напуска или откачки газа. С катодом и анодом объемы вакуумплотно соединялись с помощью кольцевых изоляторов (5) и (6).

Рабочая смесь газов: 0,8 Тор CO_2 + 2,2 Тор N_2 + 5 Тор Не прокачивалась через систему со средней скоростью $\sim 3,5$ м/с.

Питание установки осуществлялось через балластное сопротивление и однополупериодный выпрямитель от сети.

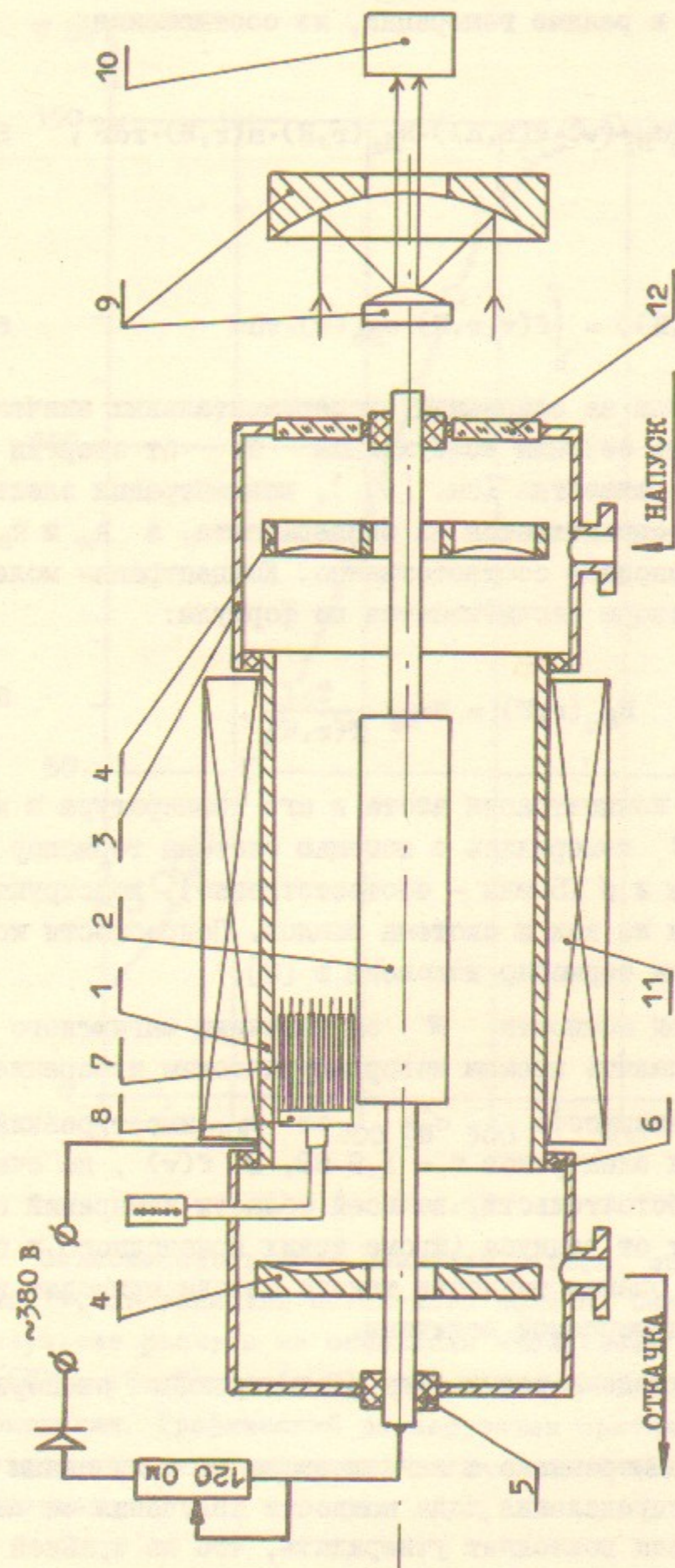
В разрядный промежуток могли вводиться восемь зондов (7), смонтированных на общей консоли (8). Один из них располагался на расстоянии 0,5 мм от катода, а остальные - с шагом 5 мм - в направлении анода (диаметры зондов - $\phi 6$ мм, длина каждого - 4 мм). Зонды могли попарно подключаться к измерительной системе и анализирующему генератору (максимальное значение пилообразного импульса напряжения $U_T = 50$ В, время импульса - 100 мксек, нелинейность $\sim 0,5\%$).

Лазерное излучение выводилось через 32 щели шириной 6 мм, равномерно сделанные в одном из зеркал, собиралось оптической системой (9) и подавалось на детектор (10).

Суть эксперимента заключалась в следующем:

В отсутствие магнитного поля на сравнительно небольшом (32 мм) от катода расстоянии, при указанном давлении рабочей смеси, средняя энергия электронов в тлеющем разряде составляет $\langle \epsilon \rangle \approx 0,7$ эВ. Так как в установке реализованы скрещенные E и H поля, включение магнитного поля позволяет контролируемо ее изменять (в сторону увеличения).

Предположим теперь, что частота возбуждения молекул CO_2 в разряде равна частоте возбуждения молекул N_2 , а частота возбуждения CO_2 , в свою очередь, равна полному числу фотонов вынужденного излучения в единицу времени (неконтролируемыми потерями пренебрежем). Тогда, полагая, что энергия излучательного перехода (P20) для молекулы CO_2 составляет: $\epsilon_{\phi} = 1,9 \cdot 10^{-20}$ Дж/молек.,



Фиг. 14

Схематическое изображение экспериментальной установки. 1 - внешний электрод (анод), 2 - внутренний электрод (катод), 3 - консольный объем, 4 - лазерные зеркала, 5, 6 - кольцевые изоляторы, 7 - зонд, 8 - консоль сборки зондов, 9 - собирающая оптическая система, 10 - детектор (калориметр), 11 - катушка магнитного поля, 12 - окна для вывода излучения ($NaCl$). Во время зондовых измерений одно из зеркал лазерного резонатора (4) демонтировалось, во время лазерных измерений консоль (8) с зондами (7) удалялась из объема.

можно вычислить мощность лазерного излучения, которую способна дать установка в режиме генерации, из соотношения:

$$W(H) = \epsilon_{\Phi} \cdot L \cdot \int_{R_K}^{R_A} \langle \sigma_{N_2^*}(v) \cdot v(r, H) \rangle \cdot N_{N_2}(r, H) \cdot n(r, H) \cdot r dr, \quad 8.1$$

где величина

$$\langle \sigma_{N_2^*}(v) \cdot v(r, H) \rangle = \int_0^{\infty} f(v, r, H) \cdot \sigma_{N_2^*}(v) \cdot v dv \quad 8.2$$

может быть вычислена на основании экспериментальных значений $i_3''(V)$, зависимость сечения возбуждения N_2 от энергии электронов - $\sigma_{N_2^*}$ известна (см. [9]), концентрация электронов n - также определяется из эксперимента, а R_K и R_A - радиусы катода и анода - соответственно. Концентрация молекул азота в рабочем зазоре рассчитывается по формуле:

$$N_{N_2}(r, H) = N_{0N_2} \cdot \frac{T_0}{T(r, H)}, \quad 8.3.$$

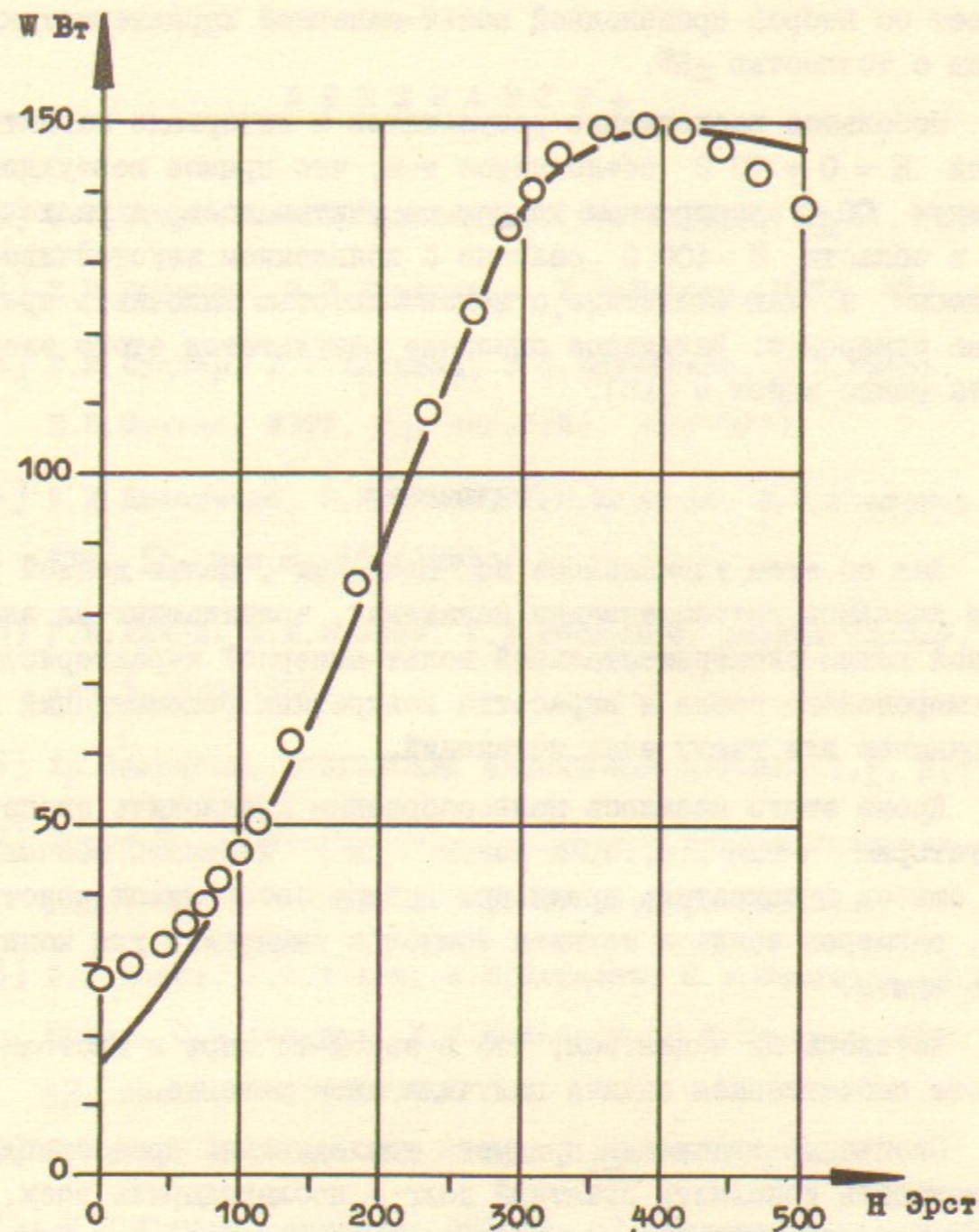
где N_{0N_2} и T_0 - концентрация азота и его температура в манометре, а $T(r, H)$ измерялась с помощью системы термопар Pt - Cu (ϕ 30 мкм и ϕ 15 мкм - соответственно), конструктивно оформленных так же как и система зондов. Подробности конструкции и калибровки термопар изложены в [2].

Независимо ход мощности W от величины магнитного поля H можно определить прямым калориметрическим измерением.

Поскольку зависимость $\sigma_{N_2^*}$ от ϵ имеет резкий подъем при энергии электронов $\epsilon = 1,9$ эВ, и $f(v)$, по счастливому стечению обстоятельств, во всей области измерений практически не зависит от радиуса (кроме узких прианодного и прикатодного слоев), оценка точности такого метода приводит к значению: $\pm 5\%$ от измеряемой величины.

На фиг. 15 приведены результаты рассмотренного эксперимента.

Соответствие измеренного и вычисленного, по полученным из опыта функциям распределения, хода мощности излучения от величины магнитного поля позволяет утверждать, что по крайней мере



Фиг. 15

Зависимость выхода мощности лазера, представленного на фиг. 14, от величины магнитного поля H . Сплошная кривая - результат расчета на основании измеренных зондами значений $i_3''(V) = \phi(r, H)$ и $n(r, H)$, точки - прямые калориметрические измерения. Графический размер точек приблизительно соответствует величине среднеквадратичного отклонения по ~ 10 измерениям.

в области $z > \epsilon/\epsilon_0 > 0,3$ функция распределения электронов совпадает со второй производной вольт-амперной характеристики зонда с точностью $\pm 5\%$.

Небольшое расхождение результатов в интервале магнитных полей $H = 0 + 70 \text{ Э}$ объясняется тем, что прямое возбуждение молекул CO_2 электронным ударом не учитывалось, а расхождение в области $H > 400 \text{ Э}$ связано с появлением неустойчивостей в плазме и, как следствие, с невозможностью выполнить прецизионные измерения. Детальное описание результатов этого эксперимента можно найти в [10].

Заключение

Как об этом упоминалось во "Введении", целью данной работы являлась систематизация искажений, возникающих на электронной ветви экспериментальной вольт-амперной характеристики ленточного зонда и выработка конкретных рекомендаций по устранению или учету этих искажений.

Кроме этого казалось целесообразным предложить экспериментаторам обзор, который помог бы избежать неочевидных ошибок и сократить время при выборе необходимой конструкции, размеров зонда и техники зондовых измерений для конкретного опыта.

Хотелось бы надеяться, что в какой-то мере в настоящей работе поставленная задача получила свое решение.

Окончание изложения предмета исследований предоставляет возможность исполнить приятный долг — поблагодарить всех, кто помог довести этот труд до разумного завершения: Э.П.Круглякову и В.В.Данилова за непосредственное участие на начальном этапе работы, Г.И.Димова за постоянное внимание и предоставленную возможность закончить ее, В.Г.Белкина за создание электронных систем, обеспечивающих прецизионные измерения и П.А.Журавлева за конкретную помощь в создании зондов, Г.В.Рослякова за перманентный интерес к работе и предоставленную возможность сделать ряд необходимых измерений на действующей установке, а также П.А.Багрянского за прямое участие и неоценимую помощь на последней завершающей стадии экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] M.J.Druyvestein, Zeitschrift für Physik, Bd.64, 727(1926).
- [2] В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Е.В.Шунько, ПМТФ, №2, 13(1973)
- [3] Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Д.Д.Рытов, Е.В.Шунько, ЖЭТФ, 65, вып.2(8), 562(1973).
- [4] В.И.Давиденко, Г.И.Димов, И.И.Морозов, Г.В.Росляков, ЖТФ, 53, вып.2, 258(1983).
- [5] Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков, ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 8, вып.5, 970(1982).
- [6] Хр.Пановски, БОЛГАРСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, т.V, 2(1978).
- [7] Браун С., "Элементарные процессы в плазме газового разряда", пер. с англ. М., Госатомиздат, (1961).
- [8] Ф.Г.Бакшт, Г.А.Джегов, Б.И.Циркель, С.М.Школьник, В.Г.Юрьев, С.В.Антонов, Л.И.Вайнберг, Г.И.Казанец, ЖТФ, 47, вып.8, 1623(1977).
- [9] Schulz G.J., Rev. Mod. Phys., 45, 423(1973).
- [10] Е.В.Шунько, препринт ИЯФ 75-67, Новосибирск, (1975).

Е.В.Шуныко

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ ПО ЭЛЕКТРОННОЙ ВЕТВИ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ЛЕНГМОРОВСКОГО ЗОНДА

Препринт

№ 83-136

Работа поступила - 13 октября 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати I.XI-1983 г. МН 00985

Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.2,5 печ.л., 2,0 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 136.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90