

**ЦИЛИНДРИЧЕСКИЙ ЗОНД В АЗОТНОЙ ПЛАЗМЕ
ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ****В. В. Данилов, Э. П. Кругляков, Е. В. Шунько***(Новосибирск)*

Приведены результаты исследования азотной плазмы стабилизированного тлеющего разряда ($I_p = 40 \div 80$ ма, $p = 1 \div 7$ мм рт. ст.), с помощью ленгмюровских зондов диаметром 0.004 и 0.03 мм. Обнаружено значительное расхождение параметров плазмы n и $f(\epsilon)$ (концентрация электронов, функция распределения электронов по энергиям), полученных в результате измерения зондами $\phi = 0.004$ и 0.03 мм.

Анализ экспериментальных данных позволил сделать вывод о корректности измерений, выполненных с помощью зонда $\phi = 0.004$ мм, и указать величины систематических искажений параметров плазмы, возникающих при работе с зондом $\phi = 0.03$ мм.

Интерес к работе ленгмюровского зонда в плазме тлеющего разряда при средних давлениях ($p \sim 10$ мм рт. ст.) усилился в связи с исследованиями физических процессов в плазме CO_2 ОКГ [1].

В литературе указывалось на трудности, связанные с применением зондовой методики для $p \geq 1$ мм рт. ст. [2]. Теория, описывающая работу зондов при низких давлениях, подразумевает выполнение неравенств $d, D \ll \lambda$ (d — диаметр зонда, D — толщина слоя пространственного заряда, λ — длина свободного пробега электронов). Вследствие соизмеримости указанных размеров в рассматриваемой области можно ожидать, что параметры плазмы, измеряемые зондом, будут искажены. Качественно характер возникающих при этом искажений ясен: если зонд находится при потенциале пространства, ток на него становится настолько значительным, что приток электронов в область локализации зонда из плазмы за счет диффузии не в состоянии восстановить плотность электронов n до уровня n_0 в невозмущенной плазме. В результате, как отмечается в [2, 4], зондовый метод приводит к занижению электронной концентрации n и к завышению средней энергии электронов $\langle \epsilon \rangle$.

В [3] предложен метод восстановления функции распределения электронов по энергиям для случая сферического зонда, соизмеримого с длиной пробега электронов. Аналогичная задача решена в [4] для случая цилиндрического зонда. К сожалению, метод довольно громоздок вследствие зависимости входящих в теорию параметров D, λ от функции распределения электронов по скоростям $f(v)$; кроме того, предположение о малости толщины слоя пространственного заряда не всегда выполняется при $p > 1$ мм рт. ст.

В данной работе экспериментально осуществлено сравнение характеристик «толстых» ($d = 30$ мк) и «тонких» ($d = 4$ мк) зондов в плазме стабилизированного тлеющего разряда в N_2 .

Степень искажения параметров плазмы зондом при различных давлениях газа и разрядных токах определялась по следующей схеме:

1) методом второй производной находилась функция распределения электронов по энергиям $f(\epsilon)$ и скоростям $f(v)$ в различных точках по радиусу r газоразрядной трубки. Далее вычислялась зависимость средней

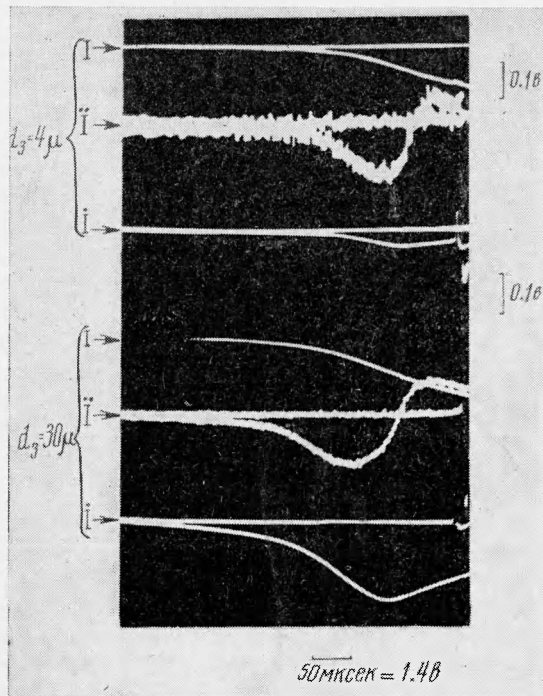
тепловой скорости электронов

$$\langle v_T \rangle = \int f(v) v dv \left[\int f(v) dv \right]^{-1}$$

при различных r ;

2) по величине зондового тока при потенциале пространства и значению $\langle v_T(r) \rangle$ вычислялась концентрация электронов $n(r)$ для различных расстояний по оси трубки;

3) с помощью двойного зонда определялась напряженность электрического поля E ;



Фиг. 1

4) из термопарных измерений, аналогичных [5], определялось распределение температуры газа по радиусу $T(r)$.

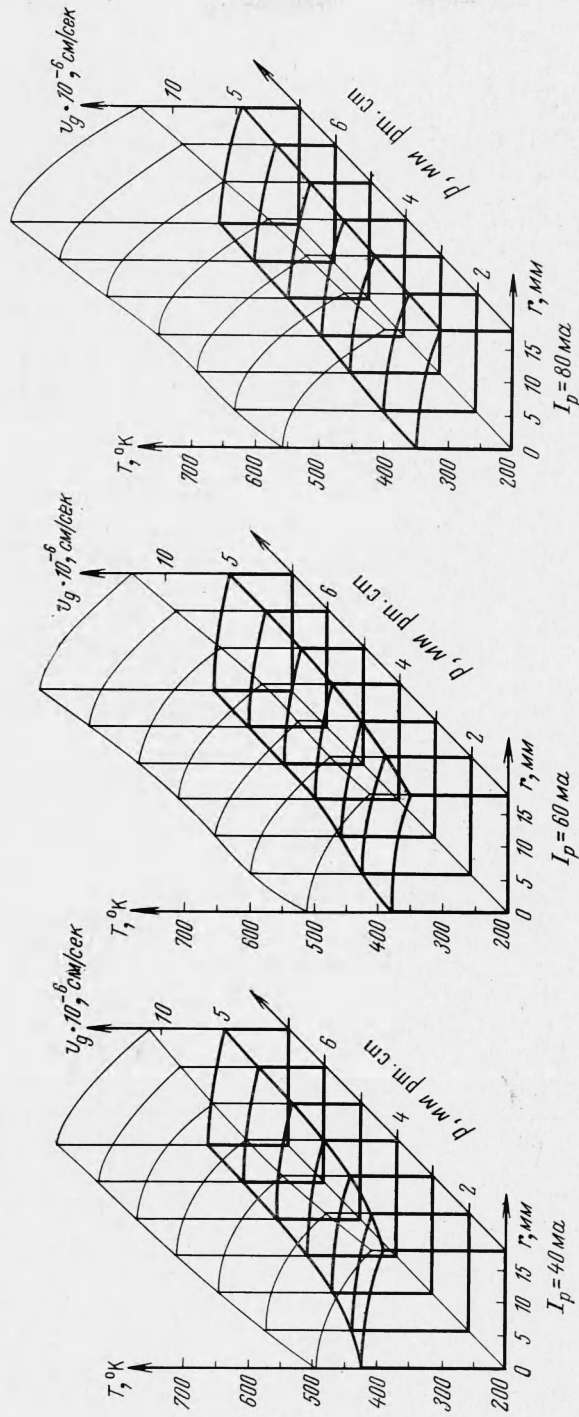
Поскольку по сечению трубки $NT = \text{const}$, термопарные измерения позволили получить зависимости концентрации молекул газа $N(r)$ для различных условий экспериментов;

5) по известным N и E строились зависимости дрейфовой скорости электронов $v_g(r)$, после чего определялись плотности разрядного тока по радиусу $j(r) = en(r)v_g(r)$.

Проверка корректности работы зонда осуществлялась сравнением полного тока I_p в газоразрядной трубке, измеренного миллиамперметром, с восстановленным по указанной схеме током

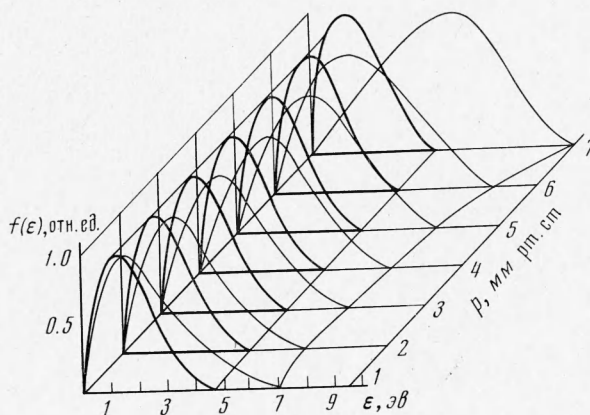
$$I = 2\pi \int_0^R j(r) r dr$$

для давлений $p \leq 7$ мм рт. ст. и токов $I_p = 40, 60, 80$ ма. При этих же условиях сравнивались измеренные двумя зондами функции распределения электронов по энергиям $f(\epsilon)$.



Фиг. 2

В экспериментах использовались в основном зонды двух типов: $d = 30 \text{ мк}$ (платина) и $d = 4 \text{ мк}$ (вольфрам). Конструктивно каждый зонд представлял собой длинный кварцевый капилляр (диаметром $\sim 100 \text{ мк}$), сквозь который протаскивалась проволока одного из указанных типов. Длина открытой части зонда $l \sim 3 \text{ мм}$. Два подготовленных таким образом зонда (тонкий и толстый) монтировались попарно с расстоянием между ними $\sim 3 \text{ мм}$. Зонды вводились в неохлаждаемую газоразрядную трубку (внутренний диаметр 36 мм , длина 750 мм) поперек ее оси в 12 см от анода и могли радиально перемещаться без нарушения вакуума. Скорость потока газа в трубке $\sim 1 \text{ м/сек}$.



Фиг. 3

Измерения осуществлялись следующим образом. Зонды находились при плавающем потенциале и поочередно включались в измерительную схему с помощью реле на 2 мсек . В момент включения зонд оказывался запертым по электронному току, однако потенциал зонда, который задавался от опорного источника, включенного между анодом и зондом, был близок к плавающему. Последовательность дальнейших операций такова: от генератора пилообразных импульсов на зонд подавалось отпирающее напряжение (амплитуда пилообразного импульса 50 в , длительность $\sim 1 \text{ мсек}$, нелинейность 2%). Напряжение, пропорциональное зондовому току I_z , снималось с сопротивления нагрузки и подавалось на один из лучей осциллографа С1-33.

После дифференцирования этого же сигнала с помощью RC-цепочки и усиления на втором луче наблюдался сигнал, пропорциональный первой производной зондового тока. Наконец, после повторного дифференцирования и усиления на третий луч подавался сигнал второй производной. Спустя некоторое фиксированное время (10 мсек) по аналогичной программе включался второй зонд.

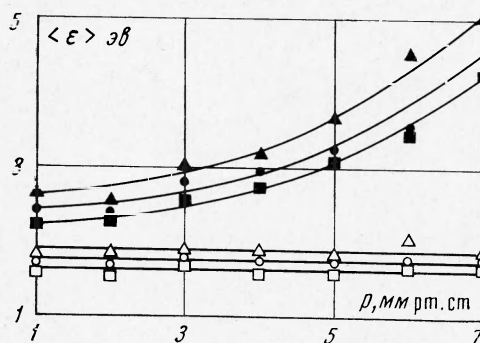
На фиг. 1 приведены осциллограммы, полученные по описанной выше схеме.

Каждому измерению предшествовала тренировка поверхности зонда ионной бомбардировкой. Для определения таких характеристик, как подвижность, скорость дрейфа и длина свободного пробега электронов в газе, необходимо знать концентрацию нейтрального газа N . Последняя измерялась косвенно по измеряемому давлению p и температуре газа в разряде T . Измерения температуры газа осуществлялись с помощью термопары платина ($\phi = 30 \text{ мк}$) — медь ($\phi = 15 \text{ мк}$). Конструктивно термопара оформлена аналогично зонду. Термопара калибровалась по релеевскому

рассеянию света рубинового лазера (в экспериментах по рассеянию света принимали участие В. Н. Лукьянов и Г. И. Шульженко). Сущность калибровки заключается в следующем. Наблюдение рассеянного излучения в разряде и в холодном газе при том же давлении позволяет определить $N/N_0 = T_0/T$. Это отношение далее сравнивалось с отношением температур, полученным из термопарных измерений. В интересующем нас диапазоне температур и давлений расхождение не превышает 10%.

На фиг. 2 приведены распределения температуры газа (тонкие линии) по радиусу в интервале давлений $p = 1 \div 7$ мм рт. ст. для трех токов: $I_p = 40, 60$ и 80 ма. Для тех же экспериментальных условий были осуществлены измерения напряженности электрического поля E . В совокупности с температурными измерениями это позволяет определить скорость дрейфа электронов по известной для азота зависимости $v_g = F(E/N)$. Семейства кривых $v_g(r)$ приведены на фиг. 2 (жирные линии).

Функции распределения электронов по энергиям $f(\epsilon)$, полученные в результате обработки вторых производных зондовых токов для различных давлений и разрядного тока $I_p = 80$ ма, показаны на фиг. 3. Кривые, изображенные тонкими линиями, относятся к зонду с $d = 30$ мк. Соответствующие семейства кривых $f(\epsilon)$ для токов $I_p = 40$ и 60 ма имеют аналогичный вид. Зависимости средних значений энергии электронов



Фиг. 4

$$\langle \epsilon \rangle = \left[\int f(\epsilon) d\epsilon \right]^{-1} \int f(\epsilon) \epsilon d\epsilon$$

полученные из семейств типа приведенных на фиг. 3, изображены на фиг. 4.

Величина измеряемой электронной концентрации и вид функции распределения, полученные из зондовых характеристик, существенно зависят от выбора точки потенциала пространства. В литературе эту точку связывают как с нулем второй производной зондового тока [6, 7], так и с ее максимумом [8]. Авторы данной работы принимали за потенциал пространства нуль второй производной, основываясь на результатах работы [6].

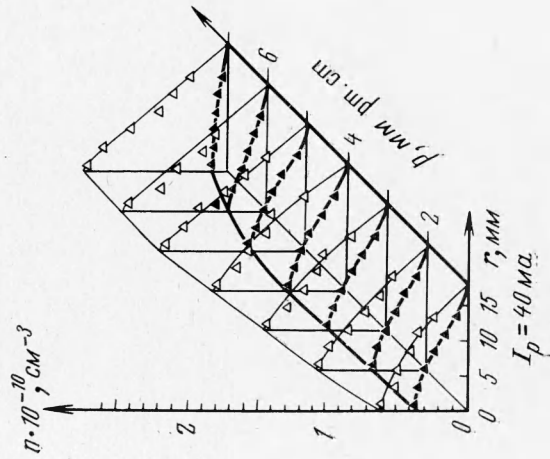
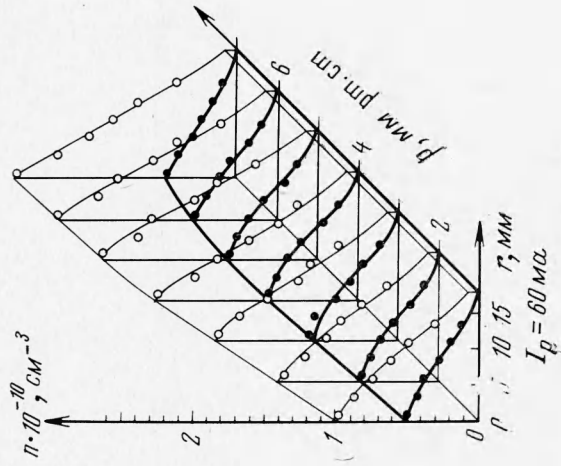
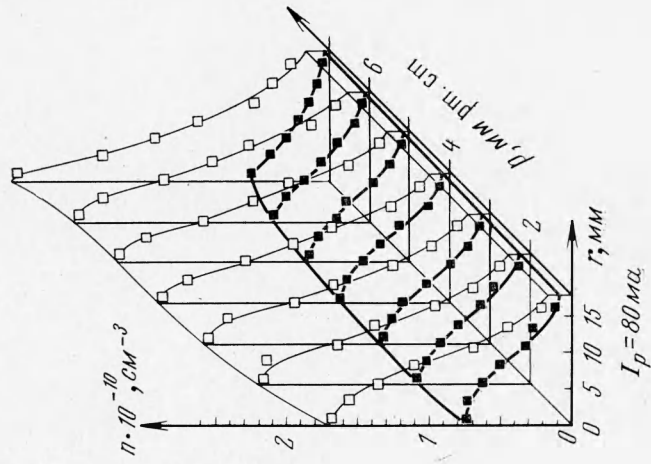
На фиг. 5 приведены зависимости электронных концентраций для различных давлений и токов разряда. Плотность электронов определялась из выражения для тока на зонд при потенциале пространства

$$I_3 = \frac{ne \langle v_T \rangle}{4} \pi l d \quad (\langle v_T \rangle = \left[\int f(v) dv \right]^{-1} \int f(v) v dv)$$

где $f(v)$ — функция распределения по скоростям, получаемая из I_3'' соответствующего зонда. Полученные распределения $n(r)$, $v_g(r)$ позволяют с помощью соотношения

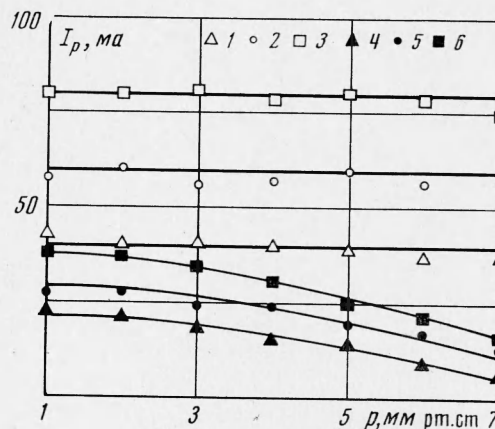
$$I = 2\pi e \int_0^R n(r) v_g(r) r dr$$

восстановить значения разрядного тока через трубку для различных экспериментальных условий.



Фиг. 5

Результаты приведены на фиг. 6. Точки 1, 2, 3 относятся к тонкому зонду, 4, 5, 6 — к толстому. Во всем интервале экспериментальных параметров ток, восстановленный по данным, полученным с помощью тонкого зонда, с хорошей точностью соответствует току, измеренному миллиамперметром в цепи разряда. Поскольку ошибка в определении скорости дрейфа электронов невелика, можно утверждать, что из совпадения величин восстановленного и измеренного прибором разрядного тока следует правильность определения электронной концентрации тонким зондом. Результаты эксперимента не дают доказательства правильности нахождения функции распределения электронов по скоростям и энергиям. Однако в случае тонкого зонда имеющиеся факты подтверждают корректность работы зонда. Приведем некоторые из них.



Фиг. 6

1. Как видно из фиг. 3, 4, $f(\epsilon)$ фактически не зависит от давления. С другой стороны, известно, что $\langle \epsilon \rangle$ пропорциональна $(\lambda E / v_g)^2$. Точный расчет показывает, что в интервале давлений $p = 1 \div 7$ мм рт. ст. $\langle \epsilon \rangle \approx \text{const}$.

2. Эффективная частота столкновений электронов с молекулами может быть найдена через надежно определяемые параметры

$$v_{\text{eff}} = eE / mv_g$$

и независимо с использованием функции распределения

$$v'_{\text{eff}} = \left[\int f(v) dv \right]^{-1} N \int \sigma(v) f(v) v dv$$

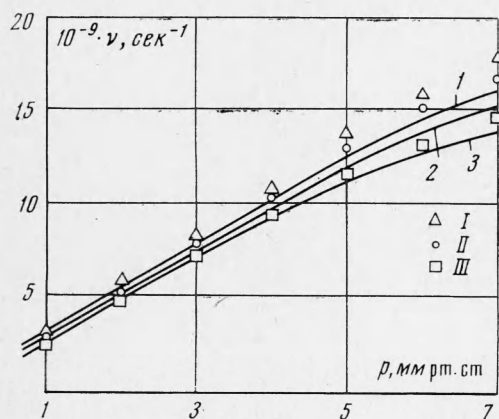
Соответствующий расчет показал, что максимальное отличие v_{eff} и v'_{eff} во всем диапазоне не выходит за пределы 10% (см. фиг. 7). Точками I, II, III обозначены v'_{eff} для токов разряда

ряда 40, 60 и 80 ма, кривые 1 (40 ма), 2 (60 ма), 3 (80 ма) соответствуют $v_{\text{eff}} = eE / mv_g$.

3. Поскольку, как следует из фиг. 5, концентрация электронов n , найденная из зондового тока при потенциале пространства, оказалась правильной, то значение $\langle v_T \rangle$, вычисленное через $f(v)$, также верно.

На основании изложенного с большой степенью достоверности можно предполагать, что функция распределения электронов по скоростям воспроизводится тонким зондом без искажений.

Если показания тонкого зонда принять за «абсолютные», можно проанализировать результаты, полученные с толстым зондом. Характер иска-



Фиг. 7

жений хорошо виден на фиг. 3, 4, 5. Прежде всего наблюдается довольно значительное уширение функции распределения.

Интересно отметить, что функция распределения $f(\epsilon)$ оказывается уширенной даже при $p = 1$ мм рт. ст., где $d/\lambda \sim 0.1$. Искажение возникает вследствие соизмеримости толщины двойного слоя, размер которого в этом случае можно оценить в 75 мк, с диаметром зонда.

Наибольшая погрешность наблюдается при определении электронной концентрации. При $I_p = 80$ ма и $p = 1$ мм рт. ст. ($N = 1.67 \cdot 10^{16}$ см⁻³) n оказывается заниженной в два раза, а при $p = 7$ мм рт. ст. — в 4.5 раза.

В заключение авторы благодарят В. М. Федорова за полезные дискуссии в процессе работы.

Поступила 24 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Новгородов М. З., Свиридов А. Г., Соболев Н. Н. Энергетическое распределение электронов в разрядах, применяемых для ОКГ на CO₂. Ж. прикл. спектроскопии, 1970, т. 13, вып. 6.
2. Захарова В. М., Каган Ю. М., Мустафин К. С., Перель В. И. О зондовых измерениях при средних давлениях. Ж. техн. физ., 1960, т. 30, вып. 4.
3. Swift J. D. Effects of finite probe size in the determination of electron energy distribution functions. Proc. Phys. Soc., 1962, vol. 79, pt 4, No. 510.
4. Луковников А. И., Новгородов М. З. Об искажении функции распределения электронов по энергиям, измеряемой цилиндрическим зондом. Краткие сообщения по физике, 1971, № 1.
5. Елецкий А. В., Мищенко Л. Г., Тычинский В. П. О тепловом режиме положительного столба газового разряда. Ж. прикл. спектроскопии, 1968, т. 8, вып. 3.
6. Миленин В. М. О нахождении потенциала пространства с помощью второй производной зондового тока по потенциалу зонда. Ж. техн. физ., 1971, т. 41, вып. 4.
7. Новгородов М. З., Свиридов А. Г., Соболев Н. Н. Энергетическое распределение электронов в разрядах, применяемых для ОКГ на CO₂. Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, вып. 7.
8. Воробьева Н. А., Каган Ю. М., Миленин В. М. О функции распределения электронов по скоростям в положительном столбе ртутного разряда. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 5.