

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРОДНОГО РАЗРЯДА ПРИ ПониЖЕННОМ ДАВЛЕНИИ

А. А. Ащеулов, М. Г. Бердичевский, А. Н. Колышев,  
В. В. Марусин

(Новосибирск)

Приводятся результаты измерения и расчета концентрации и температуры электронов, напряженности электрического поля и частоты столкновения электронов в высокочастотном (ВЧ) электродном разряде при давлениях ниже атмосферного.

Высокочастотный одноэлектродный разряд при средних давлениях привлекает внимание в связи с возрастающим использованием его в науке и технике [1]. Для феноменологического описания разряда и процессов в нем является существенным исследование таких параметров плазмы, как концентрация заряженных частиц в плазме, ее температура, распределение полей в разряде.

При пониженном давлении в высокочастотном разряде существенную роль играет ионизация электронным ударом [2]. Вклад электронной компоненты в процессы возбуждения и диссоциации, а также в механизм заселения колебательно-вращательных уровней значителен. Распределение полей в плазме разряда является важным параметром, если амплитуда поля в разряде сравнима или превышает критическую [3] величину  $E_*$

$$(1) \quad E \geq E_* = [3mkTe^{-2}\delta(\Omega^2 + \nu^2)]^{1/2}$$

Здесь  $T$  — температура плазмы,  $\Omega$  — круговая частота высокочастотного поля,  $\nu$  — эффективная частота соударений,  $\delta$  — средняя эффективная потеря энергии электроном при соударении. В зоне действия полей  $E > E_*$  необходимо учитывать нелинейность процессов взаимодействия и вводить аппроксимации для зависимости коэффициентов переноса от степени «полевой» неравновесности плазмы.

Методы изучения свойств высокочастотной плазмы в области средних давлений развиты недостаточно. Спектроскопические методики [4] измерения концентрации электронов  $n_e$  неприменимы, так как  $n_e < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , интенсивность излучения в сплошном спектре слаба. Зондовая методика дает ненадежные результаты из-за возмущающего действия зонда, так как емкости плазма — зонд и плазма — земля сравнимы по величине [5].

В данной работе изложены результаты спектроскопического, микроволнового и калориметрического исследования параметров ВЧ разряда в азоте в диапазоне давлений 7.6 ÷ 76 мм рт. ст.

Высокочастотный разряд в азоте при давлениях 7.6 ÷ 76 мм рт. ст. устойчиво существует при мощностях в несколько *вт*. Мощность генератора в экспериментах достигала 16 *квт*, мощность, вводимая в плазму, измерялась калориметрически и достигала 6 *квт*. Круговая частота поля  $\Omega \sim 2 \cdot 10^8 \text{ гц}$ , т. е. выполнялось условие  $\nu^2 \gg \Omega^2$ .

Разряд формировался в кварцевой камере диаметром 90 мм и длиной 1000 мм вертикально сверху вниз с водоохлаждаемого медно-никелевого электрода — форсунки. Длина разряда в зависимости от рабочего дав-

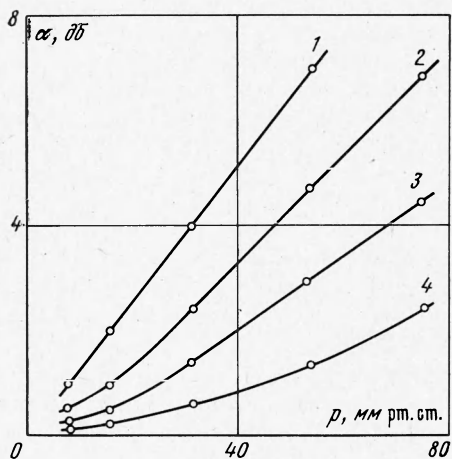
ления составляла от 60 до 90 см, диаметр — от 2 до 3.5 см. Применялась слабая тангенциальная закрутка газа, линейная скорость транспортировки плазмы была малой ( $\sim 1$  м/сек) и турбулизацией потока можно пренебречь. Измерялись суммарная мощность, вкладываемая в плазму, ее температура  $T$ , средняя концентрация электронов  $\langle n_e \rangle$  и частота соударений электронов с нейтральными частицами  $\nu$ .

Измерение колебательной и вращательной температур плазмы проводилось на спектрографе ИСП-51. При измерении колебательной температуры  $T_v$  регистрировались относительные интенсивности максимумов колебательных полос второй положительной системы азота с  $\Delta\nu = 4.5$ . Факторы Франка — Кондона брались из [6]. Для измерения вращательной температуры  $T_r$  велась фоторегистрация спектра плазмы камерой с фокусным расстоянием  $f = 270$  мм. Промерялись линии вращательной структуры полосы 4278А первой отрицательной системы азота с  $K = 10 \div 23$ . Газовая температура, измеренная на оси разряда, с увеличением давления меняется от 2000 до 2500° К. Колебательная температура соответственно меняется от 3800 до 2500° К. Эти значения  $T_v$  совпадают с результатами измерений в тлеющем разряде [7]

и с усредненными по радиусу значениями, полученными для безэлектродного разряда мощностью 5 квт [8]. Значения  $T_v$  в высокочастотном электродном разряде [9] выше.

Колебательные температуры в основном состоянии  $x'\Sigma$ , пересчитанные согласно [10] для 7.6 мм рт. ст., совпадают с  $T_r$  при этом давлении. При 76 мм рт. ст. такого совпадения нет.

СВЧ зондирование плазмы проводилось методом направленного пучка в диапазоне волн  $\lambda = 1.1 \div 1.5$  см. Применялась рупорно-линзовая методика получения сфокусированного СВЧ пучка в пятно размером порядка длины волны [11].



Фиг. 1

Предварительные эксперименты позволили выбрать диаметр плазмодна таким, чтобы поглощением и рассеянием СВЧ мощности на стенках можно было пренебречь. Фокусное расстояние  $f_c$  тефлоновых линз выбиралось с учетом условий  $f_c \gg \lambda$ ;  $D; d^2 / \lambda^2 \gg 1$  [11], где  $d$  — диаметр линзы,  $D$  — диаметр плазменного шнура. Зондирование проводилось на расстояниях 4, 16, 28 см от электрода в направлении, перпендикулярном оси разрядной камеры.

На фиг. 1 приведены экспериментальные зависимости коэффициентов затухания сигнала от рабочего давления в разрядной камере для частот 19 (1), 23 (2), 24 (3), 26 ГГц (4). Затухание растет с ростом давления. Резкой отсечки СВЧ сигнала в экспериментах не наблюдалось. Это можно объяснить невыполнением соотношения  $\nu / \omega \ll 0.01$  [12], некоторым отклонением условий измерений от требований геометрической оптики [4], а также тем, что  $\omega_0^2 / \omega^2 \gg 0.01$ , где  $\omega_0$  — собственная частота плазмы.

При выполнении условия  $\omega^2 \gg (c/D)^2$  дифракционными эффектами в первом приближении можно пренебречь [11]. Детальный учет вклада рефракции, многократного отражения и вклада других видов потерь в ослабление сигнала, прошедшего через плазму, затруднителен [11].

Затухание существенно зависит также от радиального распределения концентраций, так как

$$\langle n_e \rangle = 2 \int_0^{D/2} \frac{n_e(r)}{D} dr$$

При давлении ниже 100 мм рт. ст. высокочастотный одноэлектродный разряд теряет каналированность (начинает исчезать специфический для этого типа разряда проводящий канал размером порядка мм), диффузионный механизм потерь частиц становится существенным, разряд — более однородным по радиусу, становится допустимой модель разряда, в которой область  $\Delta$  с резкими градиентами концентраций и температур  $\Delta \ll D$ . В этом случае обработка экспериментальных данных по затуханию может быть проведена в рамках модели плоского слоя для цилиндрического столба плазмы с резкой границей [11,12]. Приняв, что отраженные волны некогерентны [11], можно рассчитать отражение, прохождение и поглощение мощности через фазовую постоянную  $\beta$  и постоянную затухания  $\alpha$  [11]. Расчет проводился на ЭВМ методом последовательных приближений с точностью  $10^{-4}$  по каждому из параметров. Выражения для  $\alpha$  и  $\beta$  брались в виде

$$(2) \quad \beta^2 = \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \frac{1}{2} \left[ \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$(3) \quad \alpha^2 = - \frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \frac{1}{2} \left[ \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2}$$

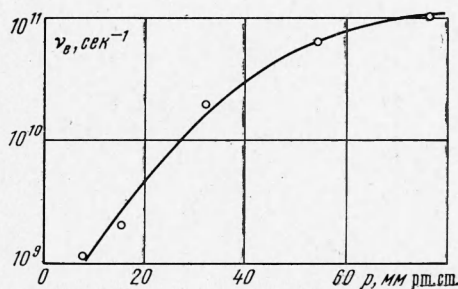
так как по предварительным оценкам  $\nu^2 / \omega^2 > 0.01$  в области высоких давлений.

Из расчетов следует, что в области давлений 7.6 ÷ 76 мм рт. ст. средняя концентрация электронов  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, что согласуется с литературными данными по ВЧ разряду высокого давления при их аппроксимации [9]. Данные [13] по оценке  $n_e$  в аналогичных условиях являются, видимо, заниженными. Это расхождение можно объяснить разницей в мощностях, вкладываемых в плазму (различие почти на порядок).

На фиг. 2 приведена зависимость эффективной частоты столкновений  $\nu$  от давления. Для максвелловского распределения электронов по скоростям для  $\nu$  имеем

$$(4) \quad \nu = A \left( \frac{m}{2kT_e} \right)^{3/2} P_0 \int \sigma(v) \exp \left( - \frac{mv^2}{2kT_e} \right) v^5 dv$$

где  $P_0$  — приведенное давление,  $\sigma(v)$  — сечение соударения с передачей импульса. Частоты столкновений электрон — ион  $\nu_{ei}$  и электрон — электрон  $\nu_{ee}$  малы по сравнению с частотой соударений электрон — нейтральная частица и существенного вклада в  $\nu$  не вносят. Из (4) следует, что нелинейная зависимость  $\nu(P)$  (фиг. 2) указывает на сложную взаимосвязь  $T_e$  с давлением. Замедление роста  $\nu(P)$  в области высоких давлений связано, по-видимому, с началом каналирования разряда, т. е. с усилением неоднородности  $n_e(r)$ .



Фиг. 2

Зависимость  $T_e(P)$  можно найти из уравнения энергетического баланса

$$(5) \quad n_e T \nu_e(\varphi) (\varphi - 1) - T \nabla \kappa \nabla \varphi - \sigma(\varphi) E^2 = 0$$

Здесь  $\varphi = T_e / T$ ,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $\sigma(\varphi)$  — проводимость, определяемая для максвелловского распределения соотношением [15]

$$(6) \quad \sigma(\varphi) = \sigma_0 f(\varphi) \quad (\sigma_0 = 4\omega_0^2 / 3\pi^{3/2} \nu_0)$$

$E$  — эффективное поле в плазме.

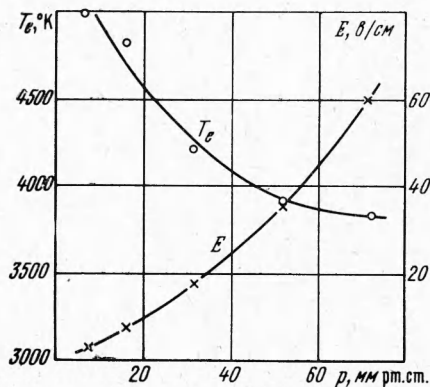
Отношение потерь энергии через электронную теплопроводность (часть второго члена в (5)) к потерям энергии через соударения (первый член уравнения (5)) имеет порядок  $\lambda_*^2 / D^2$ , где  $\lambda_*$  — энергетическая длина свободного пробега электрона. В данных условиях  $\lambda_*^2 / D^2 \ll 1$ . Потери через теплопроводность газа также можно не учитывать [9].

При оценке  $\sigma(\varphi)$  и  $E$  диэлектрическая проницаемость

$$(7) \quad \varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{8 \sqrt{2\pi} m^{3/2} T^{3/2} \omega_0 i}{n_e \Omega \nu} \int x \frac{\partial f_0}{\partial x} dx$$

при максвелловском распределении электронов по скоростям рассчитывается для реализуемого в данных экспериментах случая  $\nu / \Omega > 1$ ,  $\omega_0^2 / \varphi^{1/2} \Omega \nu_0 \gg \varepsilon_0$  [14].

Из расчетов следует, что  $\text{Im}(\varepsilon) \gg \text{Re}(\varepsilon)$  и  $\text{Im}(\varepsilon) > 1$  во всем исследуемом интервале давлений. Если, кроме того,  $D \ll L$ , где  $L$  — длина проводящей зоны разряда, то разряд можно представить как проводник с затухающим в нем полем, в котором диссипация ВЧ мощности происходит в основном через потери на соударение. Решение уравнения распространения поля в направлении оси  $z$  от электрода с учетом малости аргумента функции Бесселя [15] приводит к выводу о слабом изменении коэффициента затухания по длине разряда. Потери на излучение в данном случае в разряде можно оценить из калори-



Фиг. 3

также малы [1], и эффективное поле измеренных

$$(8) \quad Q \sim \int \sigma(\varphi) E^2 dV$$

Приэлектродная область с падением напряжения  $\sim 400$  в [2] не учитывалась.

Из (5) и (8) можно найти  $T_e$  и  $E$ . Необходимые для расчета  $\nu_e$  значения  $\delta$  для азота в интервале газовых (1000 ÷ 5000) и электронных температур (1000 ÷ 15000)° К приведены в [2, 16]. Зависимости  $T_e(P)$  и  $E(P)$  изображены на фиг. 3. С ростом давления наблюдается рост  $E$  и снижение  $T_e$ . Во всем интервале давлений  $E < E_*$ . Электронная температура с ростом

давления приближается к газовой, которая возрастает с повышением давления; при  $P \sim 1$  атм ВЧ плазму в азоте можно считать термодинамически равновесной.

*Замечание при корректуре:*

Из решения системы уравнений баланса и электродинамики, описывающих ВЧ разряд, а также из спектроскопических измерений, проведенных в последнее время, следует, что  $T_e$  в центральной части разряда превышает значения, полученные в данной работе. Это ожидалось, т. к. значения  $n_e$  и  $\sigma$ , использованные для расчета  $T_e$  по (5) и (8), являются усредненными по радиусу разряда величинами, тогда как газоразрядная плазма в действительности радиально неоднородна по любому из ее параметров.

Поступила 15 V 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Очерки по физике и химии низкотемпературной плазмы. М., «Наука», 1971.
2. Farsky V., Janca J. Energetische Verhältnisse im Plasma einpoliger Entl. Beitrage Plasmaphys, 1968, Bd 8, H 2.
3. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле. Усп. физ. н., 1969, т. 70, вып. 2.
4. Диагностика плазмы. М., «Мир», 1967.
5. Sager O. Frequency analysts of the probe current in an RF discharge. Proc. IEEE, 1969, vol. 57, No. 2, pp. 227—228.
6. Zare R. N., Larsson E. O., Berg R. A. Franck-Condon factors for electronic band system of molecular nitrogen. J. Molec. Spectroscop., 1965, vol. 15, No. 2, pp. 117—139.
7. Васильев С. С., Глаголева О. Н. Электронная температура как температура возбуждения электронно-колебательных уровней молекул азота в разрядах. Ж. физ. химии, 1970, т. 44, вып. 8.
8. Орлова З. Г., Жестков Б. Е., Омелик А. И. Спектральное исследование азотной плазмы высокочастотного безэлектродного разряда. В сб. «Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы». М., «Наука», 1970.
9. Janca J. Energy exchange in high pressure discharge plasmas excited in diatomic gases. Czechoslov. J. Phys., 1968, vol. B 18, No. 7, pp. 919—927.
10. Новгородов М. З., Очкин В. Н., Соболев Н. Н. Измерения колебательных температур в ОКГ на  $\text{CO}_2$ . Ж. техн. физ., т. 40, вып. 6.
11. Голант В. Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. М., «Наука», 1968.
12. Prinzler H. Zur Mikrowellendiagnostik stromstarker Entladungen mit Skineffekt. Beitr. Plasmaphys., 1969, Bd 9, H. 5.
13. Bohatier T. Torta sialte tipuri de descarcari de inalta frecventa la presiuni mai mici sa o atmosfera in aer, Ar,  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$ , Stud. Si cerc. fis., 1970, vol. 22, No. 3.
14. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Нелинейная теория распространения электромагнитных волн в плазме твердого тела и газового разряда. Усп. физ. н., 1971, т. 103, вып. 3.
15. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. М., «Наука», 1966.
16. Christophorou L. G., Carter F. G. Energy lost by slow electrons in coll. Chem. Phys., Letter, 1968, vol. 2, No. 8, pp. 607—609.