

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
 КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В РАЗРЯДЕ АЗОТА
 НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

А. Д. Косоручкина и Е. С. Трехов

Экспериментально определено относительное распределение возбужденных молекул азота в состоянии $C^3\Pi N_2$ по радиусу тлеющего разряда. На основе анализа механизма заселения колебательных уровней указанного состояния делается вывод об изменении концентрации электронов по радиусу разряда. Установлено, что с ростом приведенного радиуса трубки от 0.6 до 12 тор·см происходит контракция разряда.

Для выяснения процессов, происходящих в неравновесной плазме, необходимы сведения о распределении электронов по сечению разряда. Тщательным анализом процессов, происходящих в разряде азота [1], установлено, что в стационарном тлеющем разряде основной процесс возбуждения 1^+ -системы N_2 (переход $B^3\Pi - A^3\Sigma$) — столкновения молекул, а 2^+ -системы N_2 (переход $C^3\Pi - B^3\Pi$) — электронный удар из основного состояния $X^1\Sigma$. Благодаря малому радиационному времени жизни колебательных уровней ν_C (10^{-8} с [2]) состояния $C^3\Pi$ девозбуждение спонтанным излучением происходит в том же объеме, что и возбуждение. Тогда уравнение, описывающее процесс заселения колебательного уровня ν_C $C^3\Pi$ в стационарных условиях разряда, имеет вид

$$n_e \sum_{\nu_X} n_{\nu_X} \langle \sigma_{\nu_X, \nu_C} V_e \rangle - \frac{n_{\nu_C}}{\tau_{\nu_C}} = 0, \quad (1)$$

где n_e , V_e — концентрация и скорость электронов, n_{ν_X} , n_{ν_C} — заселенности колебательных уровней ν_X , ν_C соответственно основного $X^1\Sigma$ и возбужденного $C^3\Pi$ электронных состояний, $\langle \sigma_{\nu_X, \nu_C} V_e \rangle$ — усредненное сечение возбуждения электронным ударом уровня ν_C с уровня ν_X .

Для источника с цилиндрической симметрией при постоянстве по радиусу r разряда усредненного сечения $\langle \sigma_{\nu_X, \nu_C} V_e \rangle$ возбуждения и заселенности n_{ν_X} каждого колебательного уровня ν_X из (1) следует

$$n_e(r)/n_e(r=0) = n_{\nu_C}(r)/n_{\nu_C}(r=0) \quad (2)$$

совпадение нормированных в максимуме на единицу радиальных распределений концентраций электронов и заселенностей уровней $\nu_C C^3\Pi$. Последнее можно получить [3] из наблюдаемой интенсивности $I(x)$ при регистрации излучения, выходящего через боковую поверхность оптически тонкого источника с цилиндрической симметрией (x — расстояние объема плазмы по лучу наблюдения от оси симметрии источника).

Критерием выполнения сформулированных выше условий должно служить постоянство по радиусу разряда напряженности электрического поля

$$E(r) = \text{const}, \quad (3)$$

а также газовой температуры $T(r)$ и колебательной $T_x(r)$ температуры основного состояния. Последние определяют [4, 5] по относительной интенсивности соответственно вращательных линий и колебательных полос. Очевидно, при постоянной по радиусу разряда газовой T и (равной ей вращательной [6]) температуры нормированные в максимуме на единицу локальные и, следовательно, наблюдаемые $I_j(x)$ интенсивности вращательных линий одной колебательной полосы совпадают

$$I_{j=i}(x) = I_{j=k}(x), \quad (4)$$

где i, k нумеруют вращательные уровни ($i \neq k$) колебательного уровня $\nu_C^3\Pi$. Если, кроме этого, постоянна по радиусу разряда колебательная температура T_x основного состояния, то совпадают нормированные в максимуме на единицу наблюдаемые интенсивности $I_{\nu_C}(x)$ колебательных полос

$$I_{\nu_C=l}(x) = I_{\nu_C=m}, \quad (5)$$

где l, m нумеруют колебательные уровни ($l \neq m$) состояния $C^3\Pi$.

Относительная ошибка $\delta T/T$ определения температур зависит не только от относительной ошибки $\delta I/I$ определения интенсивности, но и от соотношения между величиной температуры T и интервалом энергии ΔF между уровнями, с которых наблюдается излучение

$$\delta T/T = (T/\Delta F) (\delta I/I). \quad (6)$$

Как видно из (6), проверку выполнения условий (4), (5) целесообразно проводить по интенсивности излучения с уровней i, k или l, m , для которых $\Delta F \geq T$. В частности, условие (5) следует проверять при $l=2, m=4$ [8], тогда $\Delta F = 6703$ К.

Следовательно, при выполнении условий (3)–(5) по соотношению (2) можно определить относительное распределение концентрации электронов по радиусу разряда оптическим методом.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

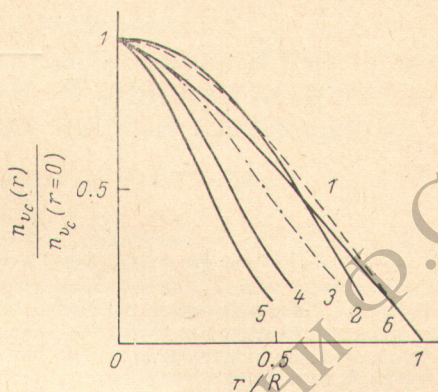
Исследовался тлеющий разряд в азоте при токе от 10 до 125 мА и давлении газа от 0.4 до 8.0 тор в цилиндрической трубке, внутренний диаметр которой 3 см, при длине разрядного промежутка 60 см. Стенки трубки охлаждались водой.

Напряженность E электрического поля определялась по разности потенциалов между зондами, измеренной статическим вольтметром. Зонды, введенные в разрядную трубку через фланец торцевого отверстия, располагались вдоль трубки по концентрическим окружностям, радиусы которых отличались на 0.3 см. Пять зондов располагались в одном сечении разряда, шестой отстоял от центра разрядной трубки на 0.3 см, а вдоль трубки — на 3 см от остальных зондов. Такая конструкция позволила измерить напряженность E по радиусу трубки на расстоянии до 12 мм от ее центра. С ошибкой менее 5% установлено постоянство напряженности электрического поля $E(r)$ по сечению при каждом режиме разряда.

Излучение выводилось через окна в боковой и торцевой поверхностях разрядной трубки и фокусировалось однолинзовым конденсатором на щель спектрографа ДФС-8. Спектр 2^+ -системы N_2 регистрировался фотографическим способом. Подробное описание экспериментальной установки и методики определения интенсивности излучения дано в работах [4, 5, 7]. Сравнение спектров излучения, полученных по торцевому и радиальному снимкам, показало, что источник оптически тонкий. Изменение интенсив-

ности излучения, зарегистрированного радиальными снимками, во всех режимах разряда описывается симметричными кривыми $I(x)$. В исследуемых режимах разряда при температуре стенки 300 К в центре трубки температура газа менялась от 400 до 800 К [4], температура распределения по колебательным уровням $v_C = 2 \div 4$ — от 2500 до 5500 К [5], что соответствовало изменению колебательной температуры T_x основного состояния от 1000 до 4500 К. При всех измерениях выполнялось условие $\Delta F > T$. Поэтому постоянство температуры по радиусу разряда устанавливалось с ошибкой не более 5%.

При давлении газа 8 тор уменьшение температуры газа по радиусу разряда установлено на расстоянии не более $0.5 R$ (R — радиус трубки). С уменьшением давления интервал постоянства температуры увеличивается до $0.7R$. Полученные результаты в пределах экспериментальных ошибок согласуются с интерферометрическими измерениями [8]. На указанных расстояниях во всех режимах разряда оставались постоянными



Радиальное распределение концентрации электронов.

1 — [11], 2 — 0,6, 3 — 1,2, 4 — 6,0, 5 — 12,0 тор·см, 6 — 3+40 тор·см [10].

и колебательная температура T_x , и напряженность E электрического поля. Это позволило применить оптический метод определения профиля концентрации электронов по сечению разряда. Для этого использовали излучение полос 2^+ -системы N_2 секвенций $\Delta v = -1, -2, 2, -3, -4$, свободных от переналожения с другими полосами. Переход от наблюдаемой интенсивности $I(x)$ излучения к радиальному распределению концентрации излучателей проводили методом Пирса [3]. Для снижения ошибки учитывали рекомендации [9], в результате чего последней можно было пренебречь. Ввиду сильной зависимости $\langle \sigma_{v_x, v_C} V_e \rangle$ от приведенной напряженности электрического поля [10] ошибки в определении напряженности E и температуры T газа приводили к ошибке в определении относительного распределения концентрации электронов до 25%.

В исследуемых режимах изменение тока разряда при постоянном давлении газа в пределах экспериментальных ошибок не вызывает изменения профиля концентрации электронов. В то же время, как видно из данных рисунка, увеличение давления газа при постоянном токе приводит к контракции разряда (кривые 2, 3, 4, 5 для приведенного радиуса трубки 0,6, 1,2, 6,0, 12,0 тор·см соответственно при токе 100 мА).

Модельный расчет [10] распределения концентрации электронов по сечению тлеющего разряда в азоте при $pR = 3 \div 40$ тор·см (кривая 6) передает основную закономерность изменения этой величины, указывая на более узкий, чем бесселевский [11] (кривая 1) профиль, но не обнаруживает контракции разряда.

Литература

- [1] Л. С. Полак, Д. И. Словецкий, А. Д. Урбас, Т. В. Федосеева. В сб.: Химия плазмы, в. 5, 242. Атомиздат, М., 1978.
- [2] А. А. Ошерович, В. Н. Горшков. Опт. и спектр., 41, 158, 1976.
- [3] Р. Пирс. В сб.: Получение и исследование высокотемпературной плазмы, под ред. В. А. Фабриканта, 221. ИЛ, М., 1962.

- [4] А. Д. Косоручкина. ЖТФ, 45, 1077, 1975.
[5] А. Д. Косоручкина, Е. С. Трехов. ЖТФ, 45, 1082, 1975.
[6] Ю. Б. Голубовский, В. Н. Ржевский, А. В. Флорко. ТВТ, 16, 13, 1978.
[7] А. Д. Косоручкина, Е. С. Трехов. ЖТФ, 45, 1086, 1975.
[8] К. Н. Крусмanski, W. Walter. Beitr. Plasmaphys., 18, 367, 1978.
[9] Г. В. Островская. ЖТФ, 46, 2529, 1976.
[10] Ю. Б. Голубовский, А. В. Флорко. Ж. прикл. спектр., 29, 213, 1978.
[11] W. Schottky. Phys. Zs., 25, 635, 1924.

Поступило в Редакцию 20 июня 1979 г.
В окончательной редакции 17 октября 1980 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИН