

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В МОЩНОМ ОБЪЕМНОМ РАЗРЯДЕ С ИОНИЗАЦИЕЙ ГАЗА ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

*А. М. Оришич, А. Г. Пономаренко, В. Н. Снытников*  
(Новосибирск)

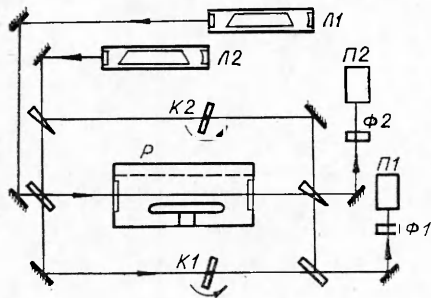
Ионизация газа пучком высокоэнергетических электронов оказалась перспективным методом создания проводимости в газе, обеспечивающей высокую плотность поглощаемой энергии в мощных лазерах при высоком давлении [1, 2]. В настоящее время принципиальное значение приобретают исследования пространственной однородности электрических параметров в разряде. Это обусловлено прежде всего необходимостью возбуждения больших объемов оптически активной среды, формированием потоков излучения высокого качества и т. д. Равномерность ионизации газа существенно влияет также на устойчивость объемного разряда и его предельные энергетические характеристики [3].

Для определения условий формирования однородного разряда наиболее широко применялся метод численного моделирования. Однако в расчетах ионизации газа быстрыми электронами не учитывались реальные геометрические размеры, энергетический и угловой спектры пучка электронов, формируемого в диоде ускорителя [4—8]. Экспериментальные исследования локальных электрических параметров высоковольтного объемного разряда при давлении  $p \sim 10^5$  Па наталкиваются на серьезные трудности [9].

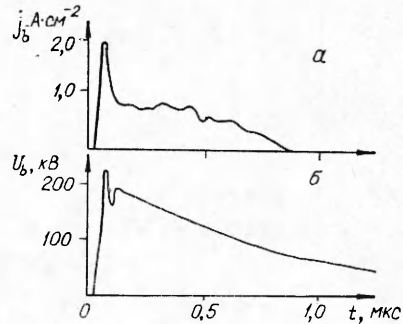
В данной работе впервые приводятся результаты экспериментальных измерений методом оптической интерферометрии распределения концентрации электронов  $n(x, t)$  в мощном объемном разряде электроионизационного типа в  $N_2$  и воздухе (здесь  $x$  — направление катод — анод). Определена скорость ионизации газа пучком электронов, исследовано влияние электрического поля, элементов конструкции разрядного промежутка и механизма гибели свободных электронов на распределение  $n(x, t)$ .

Основное внимание уделено исследованию возможности применения для равномерной ионизации газа типичной схемы ускорителя, работающего на принципе взрывной эмиссии, с емкостным накопителем энергии, в качестве которого применяется генератор импульсного напряжения. Отметим, что данная схема питания ускорителя, которая обычно используется для формирования мощных потоков электронов с плотностью тока  $j_b = 1 - 100$  А/см<sup>2</sup> и длительностью  $\sim 10^{-8} - 10^{-6}$  с, нашла широкое применение в электроионизационных лазерных системах [1 — 3]. Однако она обладает важной особенностью, существенно влияющей на ионизацию газа. По мере разряда емкостного накопителя уменьшается напряжение  $U_b$  на катоде диода, что обуславливает снижение средней энергии, а следовательно, и пробега быстрых электронов в газе. Длительность импульса тока пучка определяется временем уменьшения  $U_b$  до величины, при которой резко уменьшается пропускание фольги, через которую электроны инжектируются в газ. Таким образом, представляло интерес исследовать возможность использования пучка электронов, средний пробег которых  $R_e$  в газе изменялся в течение импульса от  $R_e \gg d$  ( $d$  — расстояние между электродами) до  $R_e \ll d$ , для создания равномерной ионизации газа в разрядном промежутке.

Исследования проводились в разрядной камере  $P$  (фиг. 1) мощного  $CO_2$ -лазера электроионизационного типа с энергией излучения 1 кДж [2].



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Ионизация газа осуществлялась пучком электронов со средней плотностью тока  $j_b \approx 0,75 \text{ A/cm}^2$ , длительностью  $0,75 \text{ мкс}$  и сечением  $100 \times 10 \text{ см}^2$ , который инжектировался в газ из вакуумного диода (остаточное давление  $p = 10^{-3} \text{ Па}$ ) через титановую фольгу толщиной  $50 \text{ мкм}$ . В качестве источника энергии использовался импульсный генератор Маркса с параметрами: начальное напряжение  $U_b \approx 200 \text{ кВ}$ , рабочая емкость  $C_b \approx 0,046 \text{ мкФ}$ , волновое сопротивление  $3 \text{ Ом}$ .

Типичные осциллограммы плотности тока пучка, инжектируемого в газ разрядного промежутка, и напряжение на катоде вакуумного диода показаны на фиг. 2, а, б. Источником энергии, поглощаемой в разряде, служил генератор импульсного напряжения:  $U_p = 100\text{--}250 \text{ кВ}$ , емкость  $C_p \approx 0,45 \text{ мкФ}$ , волновое сопротивление  $\rho \approx 1,5 \text{ Ом}$ . Расстояние между электродами составляло  $d \approx 9,8 \text{ см}$ . Катод был выполнен в виде сетки, которая располагалась в  $1 \text{ см}$  от выходной фольги ускорителя электронов.

На фиг. 1 приведена принципиальная схема измерения концентрации электронов в мощном объемном разряде при атмосферном давлении газа, подробно описанная в работах [10, 11]. Использована схема сдвоенного интерферометра типа Маха—Цендера с общим измерительным плечом, позволяющая проводить измерения одновременно на двух длинах волн  $10,6$  и  $0,63 \text{ мкм}$ . Отметим, что применение двухдлинноволнового интерферометра обусловлено существенным вкладом нейтральной компоненты разряда в изменение показателя преломления активной среды за время поглощения энергии [11]. Концентрация электронов в этом случае определялась из выражения [12]

$$n \approx 2,23 \cdot 10^{13} (\lambda_1 \delta_1 - \lambda_2 \delta_2) / (\lambda_2^2 - \lambda_1^2) L,$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  — длины волн излучения;  $\delta_1, \delta_2$  — набег фазы в долях полосы. Здесь величины  $\lambda_{1,2}, L$  выражены в сантиметрах. Ошибка в измерении  $n$  составляла величину  $\approx 14\%$ .

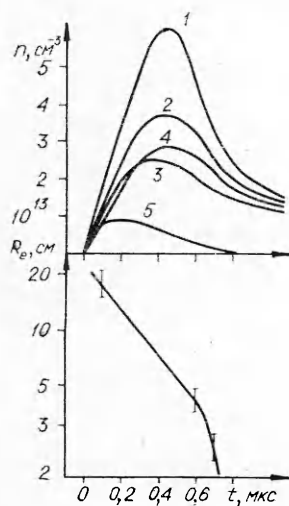
Источниками излучения служили He—Ne-лазер Л1 типа ЛГ-126 мощностью  $10 \text{ мВт}$  ( $\lambda_1 = 0,63 \text{ мкм}$ ) и непрерывный CO<sub>2</sub>-лазер Л2 ( $\lambda_2 = 10,6 \text{ мкм}$ ) с длиной активной среды  $1 \text{ м}$ , обменом рабочего газа и водяным охлаждением, мощностью излучения  $5 \text{ Вт}$ . Перед началом эксперимента лазеры выводились на стационарный режим в течение  $1,5 \text{ ч}$ . Каких-либо специальных мер по стабилизации частоты, фазы излучения и выходной мощности не предпринималось. Контроль фазы и амплитуды модуляции осуществлялся изменением оптической длины опорного луча интерферометра с помощью вращающихся плоскопараллельных пластин К1, К2 [11].

Максимальный диаметр светового луча, распространяющегося вдоль направления  $L = 100 \text{ см}$  параллельно электродам, составлял  $0,4 \text{ см}$ , что и определяло пространственное разрешение схемы.

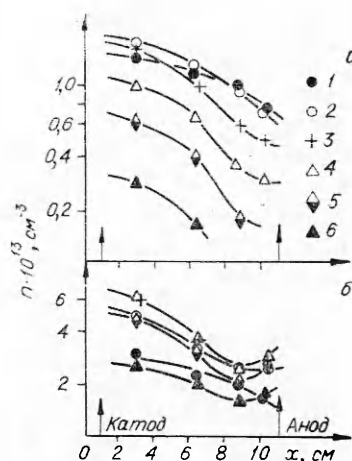
В качестве детектора излучения с  $\lambda_1 = 0,63$  мкм использовался фотоэлектронный умножитель типа ФЭУ-83 П1. Излучение попадало на фотокатод через диафрагму  $\varnothing 0,3$  мм. Набор светофильтров ( $\Phi_1, \Phi_2$ ) использовался как для подавления «паразитной» засветки, так и для вывода датчиков в линейный режим регистрации лазерного излучения. Приемником излучения с  $\lambda_2 = 10,6$  мкм служило фотосопротивление из GeAu при  $T = 77$  К с рабочей поверхностью  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> П2. Временное разрешение измерительного тракта с приемниками излучения  $\tau \leq 100$  нс.

На фиг. 3 представлены типичные зависимости концентрации электронов от времени, измеренные в азоте при  $U_p \approx 90$  кВ на различном расстоянии от фольги электронного ускорителя (кривые 1 — 4 соответствуют  $x = 3; 6,3; 8,6; 10,1$  см). Для сравнения приведена также зависимость (кривая 5)  $n(t)$  при  $x = 6,3$  см и  $U_p = 0$ . Внизу фиг. 3 показано изменение во времени среднего пробега быстрых электронов  $R_e$ , формируемых в диоде. Вертикальные линии показывают ошибку в определении  $R_e$ . Величина  $R_e$  находилась по данным работы [13] для энергии электронов  $\mathcal{E}_b(0, t)$ , определяемой напряжением на катоде  $U_b(t)$  с учетом потерь энергии при прохождении фольги из Ti толщиной 50 мкм. На фиг. 2,3 видно, что по мере уменьшения напряжения на катоде падает пробег электронов, причем для  $t > 0,3$  мкс  $R_e < d$ . Этим обусловлено различие во времени достижения максимума  $n$  на разном расстоянии от фольги. Так, для  $x = 3$  см максимальное значение  $n$  наблюдается при  $t \approx 0,45$  мкс, а для  $x \approx 8,6$  см — при  $t \approx 0,3$  мкс. Необходимо отметить нарушение данной закономерности для  $n$ , измеренной вблизи анода. Как видно из фиг. 3, при  $x = 10,1$  см, т. е. на расстоянии 0,7 см от анода, значение  $n$  возрастает, а следовательно, ионизация газа продолжается до момента времени  $t \approx 0,5$  мкс.

Соответствующие распределения  $n(x)$  по длине разрядного промежутка в различные моменты времени представлены на фиг. 4 (точки 1 — 6 относятся к  $t = 0,2; 0,3; \dots; 0,6; 0,8$  мкс соответственно для воздуха (а) и азота (б)). Из фиг. 4 видно, что значение  $n$  уменьшается при движении от катода к аноду, т. е. в направлении движения пучка. Степень неравномерности распределения концентрации электронов  $\xi = n_+/n_-$  (где  $n_+, n_-$  — максимальное и минимальное значения  $n$  в разрядном промежутке) достигает  $\xi \approx 2$  уже при  $t = 0,2$  мкс, т. е. при  $R_e > d$ . По-видимому, это связано с расходимостью пучка. Действительно, в соответствии с данны-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ми работы [14] в условиях нашего эксперимента в течение всего импульса тока высокоэнергетических электронов расходимость, обусловленная рассеянием на выходной фольге, определяется стационарным угловым распределением, для которого  $\langle \cos \theta \rangle \approx 0,7$ . Это приводит к уменьшению плотности тока приблизительно в 2 раза при движении электронов до анода, и следовательно, снижению скорости ионизации.

Максимум неоднородности распределения  $n$  как в  $N_2$ , так и в воздухе достигается к моменту времени  $t \approx 0,5-0,6$  мкс, т. е., как видно из фиг. 2, практически к окончанию действия внешнего ионизатора. Однако степень неоднородности  $\xi$  у этих газов различна. Величина  $\xi \approx 4,2$  в воздухе превышает соответствующее значение  $\xi \approx 2,5$  в  $N_2$ . Важно отметить, что дальнейшая эволюция распределения  $n(x, t)$  в данных газах также различна. Если в воздухе степень неоднородности при  $t > 0,5$  мкс остается практически постоянной, то в  $N_2$  наблюдается выравнивание распределения концентрации электронов. Так, степень неоднородности в  $N_2$  уменьшается с  $\xi \approx 2,5$  при  $t = 0,5$  мкс до  $\xi \approx 1,5$  при  $t = 0,8$  мкс.

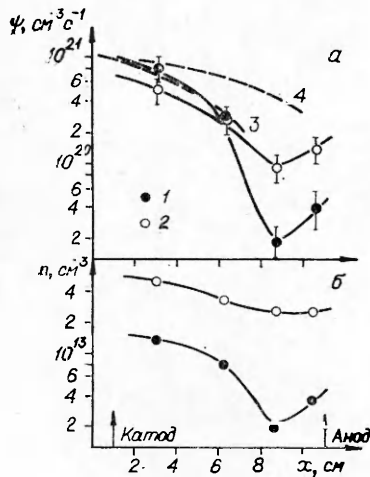
По-видимому, наблюдаемое различие распределения  $n$  в  $N_2$  и в воздухе обусловлено разными механизмами гибели свободных электронов. В воздухе, для которого характерно прилипание электронов к молекуле  $O_2$ , стационарная концентрация электронов  $n_0$  более сильно зависит от распределения  $\psi(x, t)$  ( $n_0 \approx \psi/\eta N_0$ ,  $\psi$  — скорость ионизации,  $\eta$  — коэффициент прилипания,  $N_0$  — концентрация молекул  $O_2$ ), чем в азоте с его рекомбинационным механизмом ( $n_0 \approx (\psi/\beta)^{1/2}$ ,  $\beta$  — коэффициент рекомбинации). Кроме этого, характерное время изменения  $n$  при наличии рекомбинации  $\tau \approx 1/(\beta\psi)^{1/2}$  в отличие от механизма прилипания ( $\tau \approx 1/\eta N_0$ ) уменьшается с ростом  $\psi$ , что дает дополнительную стабилизацию  $n$ . Следовательно, рекомбинация приводит к существенному сглаживанию неоднородности  $n(x)$ , обусловленной неравномерным распределением  $\psi(x)$ .

Влияние электрического поля на распределение концентрации электронов и скорость ионизации иллюстрирует фиг. 5. Показаны зависимости  $n(x)$ ,  $\psi(x)$  в  $N_2$  при  $E/N = 0$  (точки 1) и среднем значении  $E/N = 36 \cdot 10^{-17}$  В·см<sup>2</sup> (точки 2). Данные соответствуют  $t \approx 0,3$  мкс, т. е.  $R_e \approx d$ ,  $j_b \approx 0,75$  А/см<sup>2</sup> при напряжении на диоде  $\approx 150$  кВ (здесь  $N$  — начальная концентрация газа).

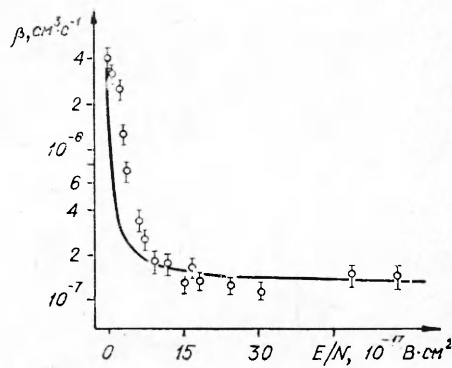
Значение  $\psi(x, t)$  в  $N_2$  определялось из выражения

$$\psi(x, t) \approx dn/dt + \beta n^2$$

(легко показать, что для условий нашего эксперимента в уравнении баланса электронов можно пренебречь членом  $\text{div} j_e$ , где  $j_e$  — плотность тока разряда,  $j_e \approx j_p$ ).



Фиг. 5



Фиг. 6

Предварительно проводилось измерение скорости рекомбинации  $\beta = f(E/N)$  электронов в азоте. Изучался распад плазмы после выключения внешнего ионизатора в постоянном поле ( $E/N = \text{const}$ ) и при равномерном распределении  $n$  в разрядном промежутке [15]. Значения  $\beta$  в зависимости от  $E/N$  представлены на фиг. 6. Сплошная линия соответствует зависимости  $\beta = 1,7 \cdot 10^{-7} W^{-0,85}$ , где  $W$  — средняя энергия электронов в электронвольтах, определенная в зависимости от  $E/N$  по данным работы [16]. Необходимо отметить, что практически даже в специально очищенном азоте с содержанием примесей  $\leq 0,2\%$  ( $O_2$ ,  $H_2O$ ) действует некоторый эффективный коэффициент рекомбинации, что обусловлено сложным молекулярным составом ионов:  $N_2^+$ ,  $N_3^+$ ,  $N_4^+$ ,  $N_2O_2^+$ ,  $NO^+$  и т. д., которые с высокой скоростью  $\sim 10^9 \text{ с}^{-1}$  образуются в разряде атмосферного давления [17].

Из фиг. 5 видно, что выключение поля приводит к резкому увеличению неравномерности распределения  $n(x)$ ,  $\psi(x)$ . Значение  $\xi$  возрастает с 2 до 6,5. На фиг. 5 для сравнения (кривые 3, 4) показана скорость ионизации  $\psi$ , рассчитанная по данным численного моделирования распределения энергии, переданной электронами пучка газу. Для определения  $\psi$  использовано выражение

$$\psi = k_1 j_b D(x) / e k_2 \varepsilon,$$

где  $j_b$  — плотность тока пучка за фольгой электронного ускорителя;  $k_1 \approx 0,5$  — прозрачность сетки катода разрядного промежутка;  $k_2 \approx 0,1$  [18] — пропускание электронов с энергией 150 кэВ через фольгу из Ti толщиной 50 мкм;  $\varepsilon \approx 35 \text{ эВ}$  [13] — потери энергии на создание электрон-ионной пары в  $N_2$ ;  $D(x)$  — распределение потерь энергии в газе, рассчитанное на один быстрый электрон, падающий на фольгу. Значения  $D(x)$  для  $U_b \approx 150 \text{ кэВ}$ , фольги Ti толщиной 50 мкм при средней величине электрического поля в газе  $E/N = 0$ ;  $15,1 \cdot 10^{-17} \text{ В} \cdot \text{см}^2$  (кривые 3, 4 соответственно) взяты из работы [7].

Из фиг. 5 видно, что реальная неоднородность распределения  $\psi(x)$ , определенная экспериментально, значительно превышает данные численного моделирования. Это обусловлено, по-видимому, прежде всего дополнительным уменьшением плотности тока при движении быстрых электронов к аноду за счет расходимости пучка конечных размеров, что не учитывается в расчетах [7]. На неравномерность ионизации газа влияет также рассеяние электронов на элементах конструкции, например, на сетке-катоде разрядного промежутка.

Таким образом, экспериментальные данные показывают, что достаточно однородное ( $\Delta\psi/\psi \leq 0,2$ ) распределение интенсивности внешней ионизации может быть создано на расстоянии  $x \leq R_e/2$  и только при наличии электрического поля, компенсирующего ионизационные потери.

Необходимо отметить относительно малое влияние электронов, рассеянных от анода, на распределение  $n(x)$ . Отраженные быстрые электроны двигаются против внешнего электрического поля, что приводит к дополнительному уменьшению их пробега в газе. Поэтому в воздухе, для которого наблюдается сильная неоднородность распределения  $n$  и, следовательно, локализация электрического поля в области анода, отраженный поток приводит только к замедлению спада  $n$  при приближении к аноду (см. фиг. 4). В отсутствие электрического поля влияние анода проявляется наиболее отчетливо, однако и в этом случае характерный размер воздействия рассеянных электронов ограничен при  $p \approx 10^5 \text{ Па}$  величиной  $\approx 2 \text{ см}$  (см. фиг. 5). Наличие ионизационных процессов вблизи анода при  $t > 300 \text{ нс}$  (средний пробег быстрых электронов  $R_e < d$ , см. фиг. 3, 4) может быть обусловлено ударной ионизацией электронами разряда, возрастающей при сильном искажении поля и увеличении в этой области

параметра  $E/N \geq 10,6 \cdot 10^{-16}$  В·см<sup>2</sup> [9], а также ускорением высокоэнергетической части быстрых электронов, для которых электрическое поле  $E$  компенсирует ионизационные потери. Однако вклад этих процессов значителен непосредственно вблизи анода  $\Delta x \lesssim 2$  см и не влияет на распределение  $n$  в разрядном промежутке. Таким образом, рассеяние пучка электронов на поверхности электродов в плотных газах может существенно повлиять, по-видимому, на приэлектродные явления в разряде, а также на ионизацию газа при малых ( $d \leq 4$  см) межэлектродных промежутках.

Экспериментальные данные и проведенный анализ основных механизмов формирования концентрации электронов показывают, что ускоритель с емкостным источником питания, формирующий пучок с уменьшающейся энергией электронов, не может быть использован без специальных мер для равномерной ионизации газа в разрядном промежутке мощного лазера. Необходимо, как уже отмечалось в работе [9], поддерживать энергию электронов выше критической, для которой  $R_e > 2d$ , в течение всего импульса тока. Для смеси газов с преимущественным содержанием  $N_2$  и, следовательно, рекомбинационным механизмом гибели электронов перспективным методом создания равномерного разряда может оказаться использование коротких мощных пучков ( $\tau \approx 10^{-8}$  с) и поглощение энергии в режиме распада плазмы.

Таким образом, в работе впервые на основе метода оптической интерферометрии измерено распределение концентрации электронов  $n(x, t)$  в мощном объемном разряде с ионизацией газа пучком электронов. Показано положительное влияние рекомбинации по сравнению с прилипанием на формирование равномерного распределения  $n$ . Отмечено слабое влияние рассеяния быстрых электронов на аноде на ионизацию газа в больших объемах ( $d \geq 10$  см) при давлении  $p \approx 10^5$  Па. Экспериментально определено распределение скорости ионизации газа в больших объемах пучком электронов при наличии и отсутствии электрического поля  $E$  в разряде. Показано, что достаточно равномерное распределение концентрации электронов  $n(x, t)$  может быть создано на расстоянии  $x \leq R_e/2$  и только при наличии электрического поля  $E$ , компенсирующего ионизационные потери пучка.

Поступила 25 XII 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Беленов Э. М. и др. Электроионизационные лазеры на сжатом углекислом газе.— УФН, 1974, т. 114, вып. 2.
2. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г. и др. Мощный импульсный лазер на  $CO_2$  с энергией излучения 1 кДж.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, вып. 1.
3. Бычков Ю. И., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. Импульсный разряд в газе в условиях интенсивной ионизации электронами.— УФН, 1978, т. 126, вып. 3.
4. Boyer K., Henderson D. V., Morse V. L. Spatial distribution of ionization in electron-beam-controlled discharge lasers.— J. Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 12.
5. Smith R. C. Use of electron backscattering for smoothing the discharge in electron-beam-controlled lasers: computations.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 25, N 5.
6. Евдокимов О. Б., Рыжов В. В., Яловец А. П. Пространственное распределение энергии электронного пучка, введенной в газовый объем.— ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 12.
7. Евдокимов О. Б., Месяц Г. А., Пономарев В. Б. Объемный разряд в газе, возбуждаемый электронным пучком, в условиях неоднородной ионизации.— Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 2.
8. Дутов А. И., Минаев В. С., Николаев В. Б. Оптимизация параметров электронных пучков и выбор фольги в электроионизационных лазерах.— Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 8.
9. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г., Посух В. Г. Распределение электрического поля в объемном разряде, контролируемом электронным пучком.— ПМТФ, 1979, № 1.
10. Оришнич А. М., Пономаренко А. Г. и др. О возможности применения метода оптической интерферометрии для исследования объемного разряда электроионизацион-

- ного типа.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюз. конф. по низкотемпературной плазме. Киев, 1979.
11. Оришич А. М., Пономаренко А. Г. и др. Исследование объемного импульсного разряда атмосферного давления методом оптической интерферометрии. Препринт ИТПМ СО АН СССР, 1978, № 13.
  12. Зайдель А. Н., Островская Г. В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
  13. Стародубцев С. В., Романов А. М. Прохождение заряженных частиц через вещества. Изд-во АН УзССР, 1962.
  14. Benger M. J., Seltzer S. M. Transmission and reflection of electrons by foil.— Nucl. Instrum. and Methods, 1974, vol. 119, p. 157.
  15. Оришич А. М., Пономаренко А. Г., Снытников В. Н. Измерение скорости диссоциативной рекомбинации в азоте методом оптической интерферометрии.— В кн.: Тезисы докладов V Всесоюз. конф. по низкотемпературной плазме. Киев, 1979.
  16. Хаксли Л., Кромптон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. М.: Мир, 1977.
  17. Siegel M. W., Fite W. Z. Terminal ions in weak atmospheric pressure plasmas. Applications of atmospheric pressure ionization to trace impurity analysis in gases.— J. Phys. Chem., 1976, vol. 80, N 26.
  18. Subba Rao B. M. A simple formula for the transmission and absorption of monoenergetic electrons.— Nucl. Instrum. and Methods, 1966, vol. 44, N 1.

УДК 533.6.011.8

## ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В ПЕРЕХОДНОМ РЕЖИМЕ СВОБОДНЫХ СТРУЙ АЗОТА

А. Е. Зарвин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Развитие лазерной техники, исследование неравновесных химических реакций и спектроскопия переохлажденного газа требуют количественного описания кинетики заселенностей вращательных уровней. В последние годы интенсивно исследуются неупругие столкновения с передачей энергии вращения молекул. Прогресс теории отражен в обзоре [1]. Существенные успехи имеют место и в экспериментах по определению сечений вращательно-неупругих столкновений [2]. Однако информация, получаемая из работ этого направления, недостаточна для описания таких процессов, как вращательная релаксация в свободных струях, ударных волнах, неравновесных химических реакциях, т. е. для тех случаев, когда для описания явлений требуются сведения о константах скорости — интегралах сечений неупругих столкновений. Для определения констант скорости используются различные приближения [1], справедливость которых не всегда очевидна. Поэтому проведение экспериментальных исследований, выполненных в широком диапазоне изменения определяющих параметров, и построение на их основе эмпирических обобщений вполне оправдано.

Экспериментальными исследованиями (см., например, [3, 4]) установлено, что отклонение от равновесия между вращательными и поступательными степенями свободы происходит с нарушением больцмановского распределения заселенностей. Для описания возникшего неравновесного распределения недостаточно понятия вращательной температуры, необходимо введение понятия температур заселения отдельных вращательных уровней, определяемых по формуле  $N_k = N_0(2k + 1) \exp[-k(k + 1)\Theta/T_k]$  при подстановке измеренных значений заселенностей  $k$ -го  $N_k$  и нулевого  $N_0$  вращательных уровней ( $\Theta$  — характеристическая температура). Обнаружено [3], что температуры заселения нижних вращательных уровней ближе к поступательной температуре, чем верхних, что свидетельствует о более сильной связи этих уровней с поступательными степенями свободы. При этом не ясно, можно ли рассматривать отдельно поступательную и вращательную релаксацию, как это делается в настоящее время в большинстве теоретических работ [5, 6]. Экспериментальные исследования, в которых проводились бы совместные измерения распределения заселенностей вращательных уровней и функции распределения по скоростям поступательного движения, пока отсутствуют.

Цель данной работы — экспериментальное исследование поступательно-вращательной релаксации в свободной струе азота в переходном режиме от сплошного до свободномолекулярного. Выбор струи азота в качестве объекта ис-