

УДК 533.6.011 : 537.533

ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВАЯ ДИАГНОСТИКА В АЗОТЕ. ВТОРИЧНЫЕ ПРОЦЕССЫ

А. К. Ребров, Г. И. Сухинин, Р. Г. Шарафутдинов, Ж.-К. Ленгран

Рассмотрены вопросы, связанные с электронно-пучковой диагностикой азота. Установлено, что возбуждение $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ состояния и излучения первой отрицательной системы (1 О. С.) полос N_2 вызывается первичными и быстрыми вторичными электронами. Показано, что ионизация азота в состояние $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ вторичными электронами происходит с большим изменением вращательного квантового числа, чем при ионизации быстрыми первичными электронами. С помощью линейного интегрального уравнения Больцмана определяются функция распределения вторичных электронов и их вклад в интенсивность излучения 1 О. С., возбуждаемой диагностическим пучком электронов. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных интенсивностей излучения, получено их хорошее согласие.

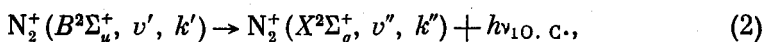
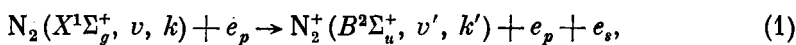
Для диагностики потоков газа низкой плотности широко применяется метод электронно-пучковой диагностики (ЭПД), основанный на регистрации излучения, возбуждаемого электронным пучком. При этом необходима адекватная модель, позволяющая связать интенсивности излучения с параметрами газа — плотностью, заселенностью колебательных и вращательных уровней молекул.

В молекулярном азоте наиболее простая модель ЭПД была предложена в [1], попытки уточнения которой были предприняты в работах [2-5]. Однако все эти модели не имели ни достаточно убедительного экспериментального обоснования, ни замкнутого теоретического подхода, содержали большое количество подгоночных параметров и не давали удовлетворительного объяснения всех результатов экспериментальных исследований.

Целью данной работы является выяснение на основе систематического экспериментального исследования и анализа литературных данных механизма возбуждения состояния $B^2 \Sigma_u^+$ иона азота при взаимодействии диагностического электронного пучка с газом; построение кинетической модели для определения функции распределения вторичных электронов, их вклада в возбуждение первой отрицательной системы полос азота (1 О. С.) и влияния их на измерения плотности газа и заселенностей вращательных уровней.

1. Измерение плотности

Модель возбуждения $B^2 \Sigma_u^+$ состояния N_2 . В молекулярном азоте метод ЭПД [1] основан на измерении интенсивностей колебательных полос 1 О. С., возбуждаемой узким пучком быстрых моноэнергетических электронов, в предположении, что процессы возбуждения — излучения происходят по схеме



где e_p и e_s — первичный и вторичный электрон. В соответствии с этой схемой интенсивность излучения колебательной полосы ($\nu' - \nu''$) 1 О. С. в точке r внутри пучка без учета гашения флуоресценции равна

$$I_{\nu', \nu''}(r) = q_{\nu', \nu''}^{B^2 X^2} n_b(r) v_b \sigma^{X^1 B^2}(e_b) \sum_{\nu} q_{\nu \nu'}^{X^1 B^2} N_{\nu}^{X^1}(r), \quad (3)$$

где N_{ν} и n_b — плотность газа и вторичных электронов; $q_{\nu \nu'}^{X^1 B^2}$ и $q_{\nu \nu'}^{B^2 X^2}$ — факторы Франка—Кондона для процессов (1) и (2); $\sigma^{X^1 B^2}(e_b)$ — сечение электронно-колебательного перехода в процессе (1); $N_{\nu}^{X^1}$ — заселенность колебательного уровня ν ; $\sum_{\nu} N_{\nu}^{X^1} = 1$.

В процессе развития метода ЭПД обнаружены следующие эффекты, свидетельствующие о неточности модельного представления (1)—(3).

Вокруг пучка существует ореол, который нельзя объяснить только рассеянием быстрых электронов пучка [6-9]. В частности, в области электронного пучка наблюдается излучение 2-й положительной системы полос азота, которое не может быть вызвано быстрыми первичными электронами [7, 8].

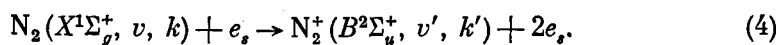
Тарировочные кривые, т. е. зависимости интенсивности излучения 1 О. С. от плотности газа, оказываются нелинейными в той области, где еще не существенно гашение флуоресценции [7, 9-11].

Тарировочные кривые зависят от геометрии оптической системы регистрации излучения 1 О. С. [6, 9, 10].

Эти факты естественно объяснить наличием в области электронного пучка вторичных продуктов — вторичных электронов, ионов и возбужденных частиц, образующихся при взаимодействии электронного пучка с газом. Действительно, в [12] было показано, что вокруг пучка имеется плазма с плотностью заряженных частиц, превышающей плотность пучка на несколько порядков. Этот результат был подтвержден прямыми зондовыми измерениями в пучковой плазме [8, 13, 14], показавшими также, что «температура» вторичных электронов вне пучка имеет порядок 0.5—1.5 эВ, но внутри пучка обнаруживаются электроны с энергиями 20—100 эВ [8], что не противоречит экспериментальным данным по энергетическому спектру рождающихся при ионизации вторичных электронов [15].

В [8, 9] были приведены систематические исследования основных механизмов возбуждения состояния $N_2^+(B^2 \Sigma_u^+ v=0)$ при взаимодействии диагностического электронного пучка с азотом. В результате этих исследований и анализа литературных данных было показано, что полная интенсивность полосы (0—0) 1 О. С. меняется линейно с изменением тока пучка i_b в диапазоне 10^{-6} — 10^{-2} А при плотностях газа вплоть до 10^{23} м⁻³ как в покоящемся газе, так и в гиперзвуковой струе [7, 9, 11].

Эти факты, оценка скоростей различных процессов в электронно-пучковой плазме, а также электронно-пучковые измерения времени жизни состояния $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ [16], не обнаружившие влияния давления газа, указывают на то, что заселение $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ состояния происходит главным образом при столкновении молекул азота в $X^1 \Sigma_g^+$ состоянии с первичными электронами пучка и быстрыми вторичными электронами, а ступенчатые и каскадные процессы заселения несущественны. Поэтому к процессу (1) нужно добавить процесс



Пренебрегая диффузией ионов $B^2 \Sigma_u^+$ из электронного пучка и выносом их в потоке газа, для интенсивности излучения полосы ($\nu' - \nu''$) с учетом гашения флуоресценции получим

$$I_{\nu', \nu''}(r) = q_{\nu', \nu''} \times \frac{n_b(r) v_b \sigma^{X^1 B^2}(e_b) \sum_{\nu} q_{\nu \nu'} q_{\nu \nu'}^{X^1} + \sum_{\nu} q_{\nu \nu'} N_{\nu}^{X^1} \int f(r, e) \sigma^{X^1 B^2}(e) \sqrt{2e/m} de}{1 + \tau_{\nu'} N_g \langle v_{in} Q_{\nu', \nu''} \rangle}, \quad (5)$$

где $\tau_{v'}$ и Q_{v', q_u} — время жизни и сечение гашения состояния $B^2 \Sigma_u^+, v'$. Скобки $\langle v_{in} Q_{v', q_u} \rangle$ означают усреднение по относительным скоростям ионов и нейтральных частиц v_{in} , т. е. константу гашения состояния $N_+^2 B^2 \Sigma_u^+, v'$ [10, 17]. Единственной неизвестной величиной в выражении (5) является функция распределения вторичных электронов $f(r, e)$. Для определения $f(r, e)$ в [18] использовалось линейное интегральное уравнение Больцмана для электронов в однородной и изотропной газовой среде, учитывающее рождение вторичных электронов при ионизации, их разлет из пучка, рассеяние и энергетическую деградацию в упругих и неупругих столкновениях с молекулами. Предполагалось для простоты, что все сечения рассеяния изотропны, кулоновские столкновения и рассеяние электронов пучка несущественны. В цилиндрических координатах z, r, φ (ось z направлена вдоль оси пучка) интегральное уравнение для $f(r, e)$, нормированной соотношением $n_I(r) = n_b \int_I f(r, e) \sqrt{e_b} e de$, где $n_I(r)$ плотность электронов с энергией $e > I$, имеет вид

$$f(r, e) = \alpha \int_0^\infty dr' r' \int_{-\infty}^\infty dz' \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi'}{4\pi} \times \\ \times \frac{\exp[-a\sigma_I(e) \sqrt{(z-z')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi')}]}{(z-z')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi')} \times \\ \times \left\{ \chi(r) \sigma_i(e_b) g(e_b, e) + \sum_j \sigma_j(e + \Delta e_j) f(r', e + \Delta e_j) + \right. \\ \left. + \int_{e+I}^{2e+I} g(\varepsilon, \varepsilon - e - I) \sigma_i(\varepsilon) f(r', \varepsilon) d\varepsilon + \int_{2e+I}^{(e_b-I)/2} g(\varepsilon, e) \sigma_i(\varepsilon) f(r', \varepsilon) d\varepsilon \right\}. \quad (6)$$

Здесь $\alpha = (N_g/10^{-20} \text{ м}^2) (a/10^{-2} \text{ м})$, где a — характерная ширина электронного пучка; четыре члена в фигурных скобках описывают соответственно образование вторичных электронов при ионизации первичными электронами, энергетические потери Δe_j в неупругих столкновениях с молекулами (возбуждение в состояние молекулы j), потери вторичными электронами в ионизации и образование третичных электронов при ионизации молекул вторичными; $\sigma_i, \sigma_j, \sigma_t$ — сечение ионизации, возбуждения и полное сечение, выраженные в \AA^2 ; $g(\varepsilon, e)$ — функция рождения вторичных электронов с энергией e первичным электроном энергии ε [15]; $\chi(r)$ — распределение плотности первичных электронов по радиусу, нормированное на ее значение при $r=0$; все расстояния нормированы на «ширину» пучка a .

Скорость возбуждения электронного состояния j вторичными электронами при выбранной нормировке функции распределения равна

$$\Phi_j^e(r) = \Phi_j^e \int_{\Delta e_j}^{e_b/2} f(r, e) \sigma_i(e) / \sigma_i(e_b) de, \quad \Phi_j^e = N_g n_b v_b \sigma_i(e_b). \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что скорость возбуждения пропорциональна току пучка, $i_b \sim n_b v_b$. Плотность газа в (6) входит только в параметр α , равен отношению радиуса пучка к длине свободного пробега электронов. Рассмотрим два предельных случая $\alpha \sigma_i(e) \ll 1$ и $\alpha \sigma_i(e) \gg 1$.

Первый случай соответствует низкой плотности газа или очень узкому электронному пучку. При этом осуществляется бесстолкновительный разлет вторичных электронов из пучка до достаточно больших расстояний $r \sim 1/\alpha \sigma_i(e)$, и функция распределения равна

$$f(r, e) = N_g \alpha \sigma_i(e_b) g(e_b, e) F(r),$$

где $F(r)$ — некоторая функция, определяющая радиальный профиль вторичных электронов [$F(0) \sim 1$, $F(r) \sim 1/r$ при $r \gg 1$], а скорость возбуждения равна

$$\Phi_j^e(r) = N_g^2 a n_b v_b \int_{\Delta e_j}^{e_b/2} g(e_b, e) \sigma_j(e) de F(r) \sigma_i(e_b),$$

т. е. квадратично зависит от плотности газа.

Второй случай соответствует широкому электронному пучку или высокой плотности газа. Функция распределения $f(r, e)$ определяется локальной энергетической деградацией, не зависит от плотности газа и имеет

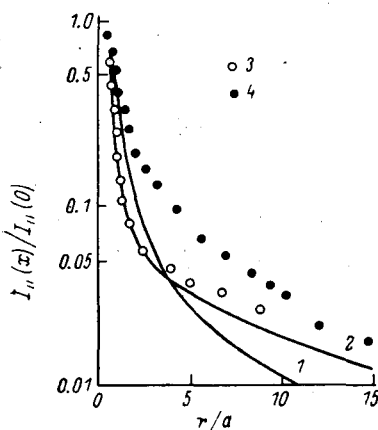


Рис. 1. Радиальное распределение интенсивности излучения полосы (0—0) 1 О.С. N_2 .

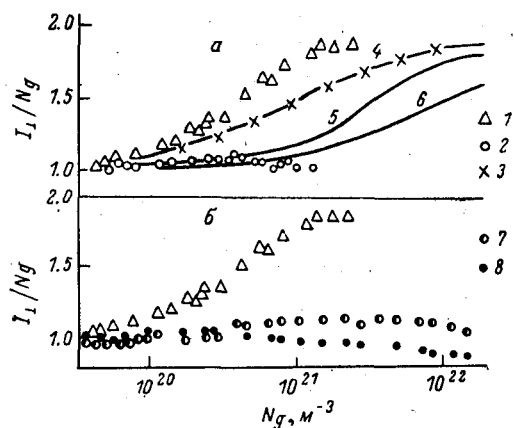


Рис. 2. Тарировочные кривые.

a — статические условия. 1, 2 — эксперимент, 3 — 6 — теория. $h=40$ (1, 3, 4) и 4 мм (2, 5, 6), $a=4$ (3, 6) и 2 мм (4, 5).

такой же радиальный профиль, как у электронного пучка, т. е. $f(r, e) = f(0, e)\chi(r)$. Скорость возбуждения при этом равна

$$\Phi_j^e(r) = N_g a n_b v_b \sigma_i(e_b) \chi(r) \int_{\Delta e_j}^{e_b/2} f(0, e) \sigma_j(e) de$$

Для случая произвольных плотностей газа и радиальных профилей электронного пучка, используя интегральное преобразование Бесселя для функции распределения $f(r, e)$, можно получить общее решение уравнения (6) [18]. Причем в этом подходе при вычислении интенсивностей излучения легко учесть и геометрию оптической системы, собирающей излучение в эксперименте.

Сравнение модели с экспериментом. В экспериментальных исследованиях оптическая система монохроматора собирает излучение из некоторого объема вокруг электронного пучка. При измерении профиля излучения в пучке используют щель монохроматора, расположенную параллельно электронному пучку, — излучение собирается из области, расположенной вдоль оптической оси регистрирующей системы. При проведении тарировочных исследований щель монохроматора располагается перпендикулярно пучку — излучение собирается приблизительно из полосы шириной h (h — высота щели). Результаты измерений радиальных профилей 1 О. С. [8], полученных в статических условиях при комнатной температуре с электронным пучком 15 кэВ с использованием параллельной к пучку щели монохроматора при двух плотностях, представлены на рис. 1. Кривые 1 и 2 представляют расчетные данные в тех же условиях. Поскольку профиль первичного пучка $\chi(r)$ не известен, то для простоты расчетов предполагалось, что он имеет гауссову форму с харак-

терным радиусом $a=1.8$ мм, подобранным из лучшего совпадения с экспериментом при меньшей плотности. При более высокой плотности газа расчет в крыльях распределения идет ниже эксперимента, что может быть объяснено неучетом влияния рассеяния первичных электронов пучка. В целом расчет качественно верно описывает ореол вторичных электронов. Экспериментальные зависимости интенсивностей 1 О. С. [9], нормированные на плотность газа N_g , в статических условиях с перпендикулярной к электронному пучку щелью монохроматора представлены на рис. 2, а. Вычисления для этих условий проводились в предположении о гауссовой форме пучка. Видно, что с увеличением высоты щели становятся несущественными детали распределения первичных электронов в пучке. Для широкой щели (кривая 4) результаты вычислений для различных a совпадают для малых значений a/h . Вклад вторичных электронов в излучение 1 О. С. при высоких плотностях газа становится соизмеримым с вкладом первичных. С уменьшением размеров щели относительный вклад вторичных электронов в излучение 1 О. С. падает. На рис. 2, б приведены аналогичные измерения в сверхзвуковой струе [9] (кривая 7, $h=40$ мм). Для сравнения дана нормированная на плотность газа интенсивность рентгеновского излучения (кривая 8), вызываемого только быстрыми электронами пучка. Видно, что в гиперзвуковой струе вклад вторичных электронов при той же плотности газа N_g существенно ниже, чем в статических условиях. Формально расчет в струе и покоящемся газе дает одинаковые результаты. Однако учет конечности размеров струи должен привести к уменьшению плотности вторичных электронов из-за уменьшения области, в которой они рождаются, и их более быстрого ухода из струи. Очевидно, что для очень узкого потока молекул вклад вторичных электронов при той же плотности в точке наблюдения, что и в статических условиях, существенно ниже. Качественно эффект конечности размеров струи можно учесть, вводя в уравнение (6) конечные пределы интегрирования по r' и z' .

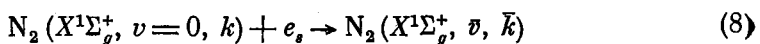
Модель, несмотря на отсутствие в ней подгоночных параметров, хорошо описывает тарировочную кривую при низких и высоких плотностях газа. В промежуточной области согласие с экспериментом хуже из-за неопределенности в форме профиля электронного пучка и предположения об изотропности рождения и рассеяния вторичных электронов.

Таким образом, как в статических условиях, так и в потоке газа имеет место дополнительное возбуждение $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ состояния быстрыми вторичными электронами. Относительный вклад вторичных электронов в излучение существенно зависит от плотности газа, размеров области наблюдения оптической системы, длины пучка и распределения плотности газа вдоль электронного пучка. Вклад вторичных электронов в излучение 1 О. С., а следовательно, и ошибки при измерении плотности N_2 могут быть уменьшены ограничением области наблюдения оптической системы (уменьшением h/a).

2. Измерение заселенностей вращательных уровней N_2

Измерения интенсивностей вращательных линий в колебательной полосе (0—0) 1 О. С. N_2 в покоящемся газе и в гиперзвуковой струе, проведенные в [9], а также анализ других работ показали следующее.

1. В статических условиях полная интенсивность полосы (0—0) 1 О. С. N_2 меняется линейно с изменением тока пучка i_b и плотности газа, но интенсивность отдельных вращательных линий внутри этой полосы перераспределяется при повышении тока i_b и плотности газа [9, 17]. Это может быть связано с возбуждением вращательных уровней основного состояния N_2 ($X^1 \Sigma_g^+$, $v=0$, k) медленными вторичными электронами в процессе



с последующим возбуждением этих молекул в состояние $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ в процессах (1) или (4).

На заселение верхних вращательных уровней состояния $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ при высоких плотностях газа ($N_g > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) могут оказывать влияние и другие процессы, например возбуждение ионов $N_2^+ X^2 \Sigma_g^+$ или метастабильных молекул $N_2 A^3 \Sigma_u^+$. Однако в гиперзвуковой струе все подобные ступенчатые процессы становятся несущественными из-за большой скорости выноса вторичных продуктов из области электронного пучка.

2. В гиперзвуковой струе интенсивности вращательных линий для вращательных чисел k от 0 до 15 зависят от тока пучка i_b линейно [9].

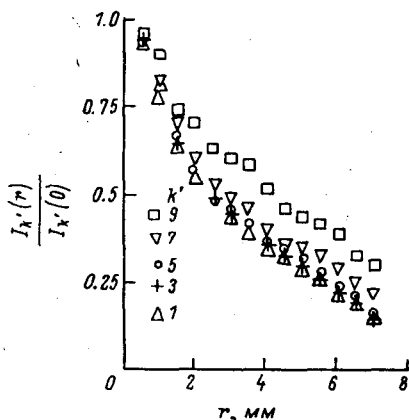


Рис. 3. Радиальное распределение интенсивностей линий в электронном пучке. Свободная струя, $N_g = 6.8 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $T_e = 28 \text{ К}$.

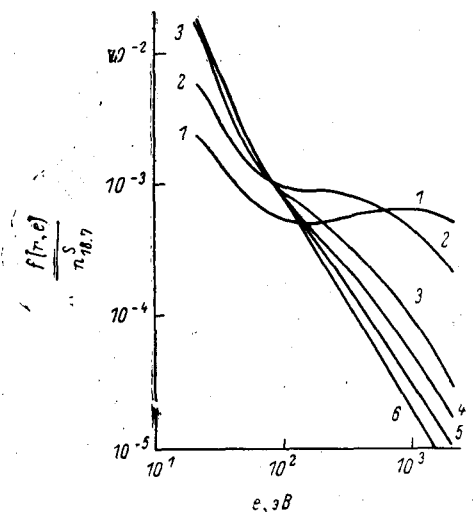


Рис. 4. Нормированная функция распределения вторичных электронов.

Это свидетельствует о том, что заселенность вращательных уровней $N_2^+ (B^2 \Sigma_u^+, v=0, k')$ определяется возбуждением молекул $N_2 (X^1 \Sigma_g^+, v=0, k)$ первичными электронами пучка и быстрыми вторичными электронами в процессах (1), (4).

3. Измерения интенсивностей вращательных линий в полосе (0—0) 1 О. С. в контуре электронного пучка [9] показали, что с удалением от центра пучка относительные интенсивности верхних вращательных линий $I_{k'}(x)/I_{k'}(0)$ возрастают (рис. 3). Это приводит к росту измеренной величины вращательной температуры T_r от центра электронного пучка к периферии [6, 9]. Этот эффект связан с увеличением многоквантовых вращательных переходов с $\Delta k = \pm 3, \pm 5, \dots$ при уменьшении скорости возбуждающих электронов. С учетом процессов (1), (4) в потоке газа интенсивность линий в полосе (0—0) равна

$$I_{k'}(x) = C \left\{ \chi(x) \sum_k P_{kk'}^{X^1 B^2}(e_b) n_k + D(N_g, x) \sum_k \langle P_{kk'}^{X^1 B^2} \rangle n_k \right\} \quad (9)$$

где $n_k = N_{0,k}^{X^1} / \sum_{v,k} N_{v,k}^{X^1}$ — относительная заселенность состояния $N_2 (X^1 \Sigma_g^+, v=0, k)$,

$$D(N_g, x) = \int f(x, e) \sigma^{X^1 B^2}(e) de \quad (10)$$

— скорость возбуждения вторичными электронами состояния $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ в точке x , нормированная на скорость возбуждения этого состояния первичными электронами в центре пучка ($x=0$); $\sigma^{X^1 B^2}(e)$ — сечение возбуждения состояния $N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$,

$$\langle P_{kk'}^{X^1 B^2} \rangle = \int f(x, e) \sigma^{X^1 B^2}(e) P_{kk'}^{X^1 B^2}(e) de / \int f(x, e) \sigma^{X^1 B^2}(e) de \quad (11)$$

— усредненная по функции распределения вторичных электронов вероятности вращательных переходов, в общем случае зависящая от N_g и координаты x . В (9)—(11) $\chi(x)$ и $f(x, e)$ — профиль электронного пучка и функция распределения вторичных электронов, введенные выше и усредненные по области наблюдения оптической системы; $P_{kk'}^{X^1 B^2}(e)$ — фактор Хенля—Лондона для вращательных переходов в процессах возбуждения (1) и (4), в который введена возможная зависимость от энергии возбуждающего электрона. В уравнении (9) константа C равна

$$C = \frac{q_0^{X^1 B^2} q_{00}^{B^2 X^2} P_{kk'}^{B^2 X^2} n_b \nu_b \sigma^{X^1 B^2}(e_b) N_g}{1 + \tau_0^{B^2} N_g \nu_{in} \sigma_0, gu}$$

где $P_{k'k''}^{B^2 X^2}$ — фактор Хенля—Лондона для излучения полосы (0—0) 1 О. С. При достаточно низких плотностях газа вблизи оси пучка (малые x) удается факторизовать функцию распределения в виде

$$f(x, e) \sim n_{13.7}^e(N_g, x) g(e_b, e), \quad (12)$$

где $g(e_b, e)$ — функция рождения вторичных электронов, имеющая форму $g(e_b, e) = [\bar{e} \operatorname{arctg}((e_b - I)/2e) (1 + e^2/e^2)]^{-1}$, $\bar{e} = 13$ эВ [15]. Этот факт иллюстрируется на рис. 4, представляющем функцию $f(x, e)$, деленную на $n_{13.7}^e$ (плотность вторичных электронов с энергией выше порога ионизации $B^2 N_2^+ B^2 \Sigma_u^+$ состояния) в точке $x/a = 0$ (4—6) и $x/a = 5$ (1—3) для $N_g a = 1 \cdot 10^{20}$ (1, 4), $3 \cdot 10^{19}$ (2, 5) и $1 \cdot 10^{19}$ (3, 6). Видно, что начиная с $N_g a < 10^{12}$ м², при малых x функция распределения достаточно хорошо представляется в виде (12). При этом величина $\langle P_{kk'}^{X^1 B^2} \rangle$ перестает зависеть от плотности газа и координаты x и является универсальной функцией для данного электронного перехода ($X^1 \rightarrow B^2$)

$$\langle P_{kk'}^{X^1 B^2} \rangle = \int g(e_b, e) \sigma^{X^1 B^2}(e) P_{kk'}^{X^1 B^2}(e) de \Big/ \int g(e_b, e) \sigma^{X^1 B^2}(e) de.$$

Вычислению $\langle P_{kk'}^{X^1 B^2} \rangle$ препятствует отсутствие сведений о вероятностях вращательных переходов $P_{kk'}^{X^1 B^2}(e)$ в процессах (1), (4).

Оценку влияния вторичных электронов на распределение интенсивностей линий в спектре можно сделать на основании модели [2, 3]. В ней предполагается, что для первичных электронов пучка справедливы дипольные правила отбора в процессе (1): $P_{kk'} = (k' + 1)/(2k' + 3)$ для $k' = k - 1$ и $P_{kk'} = k'/(2k' - 1)$ для $k' = k + 1$, все остальные переходы запрещены. Для вторичных электронов, кроме дипольных переходов, в процессе (4) может произойти один или несколько дополнительных квадрупольных переходов на $\Delta k = k' - k = \pm 2$ с вероятностью, зависящей от энергии $H(e) = \exp(-e - I)/e_0$, где e_0 — подгоночный параметр. Сравнение экспериментально полученных распределений интенсивностей линий с расчетами по модели [3] выполнено на рис. 5. Экспериментальные данные с параллельной пучку щелью приведены для оси электронного пучка (точки 1) и для удаления от оси $x = 6$ мм (точки 2). С целью устранения эффектов медленных вторичных электронов измерения были выполнены в свободной струе на расстоянии $X = 38$ мм от звукового сопла диаметром $d_a = 6.3$ мм. Плотность N_0 и температура T_0 в форкамере были равны 2.32×10^{23} м⁻³ и 290 К. Согласно изэнтропическому расчету, плотность в точке измерения $N_g = 6.8 \cdot 10^{21}$ м⁻³, а поступательная температура $T_t = 28$ К. Как показано в [19], расширение приводит к нарушению больцмановского распределения в $N_2(X' \Sigma_g^+, v=0, k)$ состоянии. Поэтому регистрируемое в спектре 1 О. С. небольцмановское распределение определяется физическими процессами в струе и эффектами вторичных электронов.

Из расчетов по модели [2, 3] следует, что при достаточно больших $L = D(x)/\chi(x)$ распределение интенсивностей линий в спектре при задан-

ном распределении заселенностей в $N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0, k)$ состоянии становится не зависящим от L . Это обстоятельство дает возможность найти свободный параметр e_0 в модели [3] по спектрограммам в контуре пучка на достаточно большом удалении от его центра, так как на этих расстояниях относительный вклад вторичных электронов в интенсивность излучения очень велик (см. раздел 1). Для экспериментальных данных (рис. 5) расчеты при $e_0=20$ дают удовлетворительное описание спектров на расстоянии $x=6$ мм. О вкладе вторичных электронов в наблюдаемый в центре пучка спектр можно судить из расчетных спектрограмм при $e_0=20$ и различных значениях L . Они получены для бальмеровского распределения заселенностей в $N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0)$ состоянии при $T_i=28$ К. На рис. 5 эти спектры даны сплошными линиями. Случай $L=0$ соответствует модели [1]. В координатах $\lg(I_k/I_1 k') \sim k'(k'+1)$ он описывается прямой линией. С увеличением L растет вклад вторичных электронов и спектр становится неравновесным. При наблюдении со щелью спектрометра, параллельной

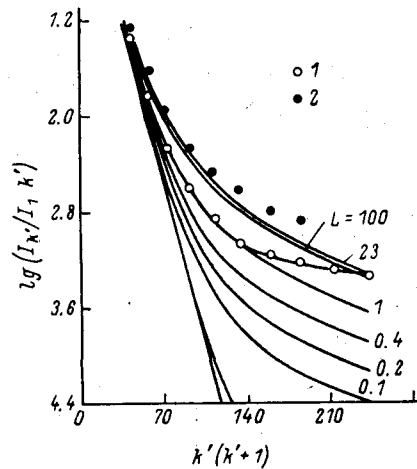


Рис. 5. Сравнение интенсивностей вращательных линий с модельным расчетом [3]. Свободная струя, $N_g=6.8 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $T_i=28$ К.

оси пучка, $L \leq 0.05$ при $N_g=5 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ (раздел 1). При этих значениях L (рис. 5) отклонение от равновесного распределения интенсивностей линий значительно меньше экспериментально наблюдаемого (точки 1), и, следовательно, последнее не может быть объяснено влиянием вторичных электронов, а определяется неравновесностью в самой струе. На этом же рисунке (точки 2) приведены результаты измерений спектров, полученных в тех же условиях, что и точки 1, но со щелью спектрометра, перпендикулярной пучку электронов. При высоте щели $h=20$ мм (см. раздел 1) оптической системой почти полностью захватывается излучение, возбужденное первичными и вторичными электронами. Видно, что спектр, полученный в этих условиях, более неравновесен, чем полученный со щелью, параллельной пучку (точки 1), т. е. вторичные электроны приводят к перераспределению интенсивностей линий в спектре. Тем не менее неравновесность в основном определяется релаксационными процессами в струе.

Таким образом, вторичные электроны могут вносить заметную погрешность в определение заселенностей верхних вращательных уровней. Их влияние можно существенно уменьшить, проводя измерения с помощью узкой щели монохроматора, расположенной параллельно пучку, так чтобы как можно меньшая часть ореола регистрировалась спектральным прибором. Вклад вторичных электронов в наблюдаемые спектры в каждом конкретном случае зависит от многих факторов: плотности, температуры и т. д., и в частности от степени неравновесности по вращательным уровням в $N_2(X^1\Sigma_g^+, v=0)$ состоянии. Этот вклад заметнее для более равновесных распределений заселенностей.

Литература

- [1] E. P. Muntz. Phys. Fluids, 80 (1962).
- [2] R. B. Smith. In: Rarefied Gas Dynamics. 6th Intern. Symp., 2, 1749. Academic Press. N. Y.—L. (1969).
- [3] J. C. Lengrand, M. Cloupeau. AIAA J., 12, 812 (1974).
- [4] A. B. Kassem, R. S. Hickman. AIAA J., 13, 770 (1975).
- [5] D. S. Coe. U. C. Report, №. FM-77-2, Univ. California, Berkeley (1977).

- [6] *S. L. Petrie, A. A. Botarski*. In: Rarefied Gas Dynamics. 6th Intern. Symp., 2, 1685. Academic Press, N. Y.—L. (1969).
- [7] *W. L. Borst, M. Imami*. J. Appl. Phys., 44, 1133 (1973).
- [8] *Л. И. Кузнецов, Ю. С. Куснер, Ж.-К. Ленгран, С. А. Палопеженцев, Г. И. Сухинин*. В кн.: Диагностика потоков разреженного газа, 65. Изд. ИТФ СОАН СССР, Новосибирск (1979).
- [9] *А. Е. Беликов, Н. В. Карелов, А. К. Ребров, Р. Г. Шарафутдинов*, там же, с. 7.
- [10] *A. A. Haas*. UTIAS Rep., № 194 (1973).
- [11] *M. N. Hirsch, S. Poss, P. N. Etsner*. Phys. Rev. A, 1, 1615 (1970).
- [12] *P. I. Harbour, G. K. Bienkowski, R. B. Smith*. Phys. Fluids, 11, 800 (1968).
- [13] *G. K. Bienkowski, P. I. Harbour*. In: Rarefied Gas Dynamics. 6th Intern. Symp., 2, 1651. Academic Press, N. Y.—L. (1969).
- [14] *P. D. Edgley, P. Rockett, C. L. Brundin, A. von Engel*. Proc. XII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, p. 40. Northholland, Amsterdam (1975).
- [15] *C. B. Opel, W. K. Peterson, E. C. Beaty*. J. Chem. Phys., 55, 4100 (1971).
- [16] *R. G. Fowler, T. M. Holsberlein*. J. Chem. Phys., 45, 1123 (1966).
- [17] *D. C. Lillicrap*. AIAA Paper, № 71-605 (1971).
- [18] *Г. И. Сухинин*. В кн.: Физическая гидродинамика и теплообмен, 95. Изд. ИТФ СОАН СССР, Новосибирск (1978).
- [19] *Н. В. Карелов, А. К. Ребров, Р. Г. Шарафутдинов*. ПМТФ, 3, 3 (1978).

Институт теплофизики
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
2 июля 1980 г.
В окончательной редакции
15 января 1981 г.