

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Х. Мнацаканян, Л. И. Подлубный, Вращательная релаксация двухатомных молекул с учетом взаимодействия электронных состояний, *ТВТ*, 1970, том 8, выпуск 1, 33–39

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 34.239.153.44

6 ноября 2024 г., 07:20:38



УДК 533.92:533.6.011.72

ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ

А. Х. Мнацаканян, Л. И. Подлубный

Рассматривается кинетика вращательной релаксации возбужденного электронного состояния двухатомной молекулы при высоких температурах. Учтено взаимодействие электронных состояний, возмущающее вращательные уровни рассматриваемого состояния. Проводится сравнение с измерениями [4] вращательной температуры состояния $B^2\Sigma_u^+$ молекулы N_2^+ в неравновесной области за фронтом ударной волны в азоте.

Скорости протекания неравновесных процессов в молекулярных газах определяются различными масштабами времени: $\tau_{el} \gg \tau_{vib} \gg \tau_{rot} \simeq \tau_l$, характеризующими соответственно релаксацию электронных, колебательных, вращательных и поступательных степеней свободы. Существование такой временной шкалы связано с тем, что взаимодействие между различными видами движения обычно затруднено и соответствующие системы можно считать связанными слабо. Однако взаимное возмущение двух различных электронных состояний, которое носит резонансный характер, может вызвать дополнительную связь между различными степенями свободы. При наличии возмущения вследствие «перемешивания» (гибридизации) волновых функций взаимодействующих состояний вероятности переходов между вращательными термами вблизи резонанса могут значительно превышать обычные значения. Поэтому в неравновесных условиях заселенность в группе взаимодействующих вращательных уровней может значительно отличаться от заселенности остальных уровней, причем время релаксации в этой группе может совпадать со временем релаксации электронных состояний. Эффекты такого рода изучались в работах Бройда с сотрудниками (например, [1]) в системе возмущенных уровней молекулы CN при комнатных температурах.

Значительный интерес представляют неравновесные процессы, протекающие за фронтом ударных волн. В случае молекулярных газов в соответствии с приближенным равенством $\tau_{rot} \simeq \tau_l$ в приведенной выше цепочке неравенств принято считать [2, 3], что вращательная температура T_{rot} в зоне релаксации равна поступательной температуре T тяжелых частиц. В экспериментальной работе Аллена [4] получены профили вращательной и колебательной температур возбужденного электронного состояния $B^2\Sigma_u^+$ молекулы N_2^+ , которые свидетельствуют о значительном превышении T_{rot} над T . Ниже показано, что можно качественно объяснить результаты Аллена, если учесть, что в спектральной области измерений [4] вращательные термы уровня $v = 0$ состояния $B^2\Sigma_u^+$ молекулы N_2^+ сильно возмущены состоянием $A^2\Pi_u^*$. Такое неадиабатическое взаимодействие состояний приводит к локальному возмущению больцмановского (с температурой T) распределения по вращательным уровням, причем амплитуда возмущения релаксирует со временем $\sim \tau_{el}$.

* На это обстоятельство наше внимание обратил Л. М. Биберман.

Кинетика вращательной релаксации. Рассмотрим релаксацию жестких ротаторов, составляющих малую примесь в термостате из бесструктурных частиц с поступательной температурой T . Возмущение вращательных уровней данного электронного состояния будем моделировать источником частиц.

Уравнения баланса для числа частиц на уровне n $N_n = N_n^{(0)}(1 + x_n)$, где $N_n^{(0)}$ — равновесные по T населенности, имеют вид

$$\dot{x}_n = W \sum_m F_{nm}(x_m - x_n) - x_n/\tau + q_n; \quad q_n = Q_n/N_n^{(0)}. \quad (1)$$

Здесь WF_{nm} — число переходов в 1 сек с уровня n на уровень m при столкновении ротатора с молекулами термостата (F_{nm} — безразмерная вероятность перехода, $1/W$ имеет смысл времени вращательной релаксации), τ — оптическое время жизни, $Q_n(t)$ — источник частиц.

Решение системы (1) связано со значительными трудностями, так как неясен характер зависимости F_{nm} от вращательных чисел конечного и начального состояний. В то же время в условиях [4] из-за сильной неадиабатичности вращательных столкновений ($T \simeq 8000^\circ \text{K}$, величина вращательной постоянной $\simeq 3^\circ \text{K}$) основную роль играют многоквантовые переходы*.

Предположим, что величины F_{nm} не зависят от n и являются функциями разности $|n - m|$. Тогда систему (1) можно решить с помощью преобразования Фурье. Если положить

$$x_{-n} \equiv x_n, \quad q_{-n} \equiv q_n, \quad F_{nm} = F(|n - m|) + F(|n + m|), \quad (2)$$

$$X(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_n e^{-in\varphi}, \quad q(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} q_n e^{-in\varphi},$$

$$f(\varphi) = 2 \sum_{k=1}^{\infty} F(k) (1 - \cos k\varphi), \quad (2')$$

то для производящей функции $X(\varphi)$ получаем уравнение

$$\dot{X}(\varphi) = -WX(\varphi)f(\varphi) - X(\varphi)/\tau + q(\varphi). \quad (3)$$

Отметим, что такое упрощение уравнений баланса получается лишь при симметризации матрицы F_{nm} по $|n - m|$ и $|n + m|$. В противном случае вместо (3) получается интегро-дифференциальное уравнение для $X(\varphi)$ с ядром $f(\varphi)$. Однако из физических соображений очевидно, что с ростом разности $|n - m|$ вероятность перехода F_{nm} будет убывать. Тогда для достаточно больших n, m , которыми мы ограничимся, одно слагаемое в выражении для F_{nm} из (2) будет значительно меньше второго, поэтому выбор формы F_{nm} и симметризацию в (2) можно считать оправданными.

Имея в виду сравнение с [4], рассмотрим случай нулевых начальных условий и экспоненциально затухающего локализованного на уровне n_0 источника

$$Q_n(t) = Q_0 \delta_{n, n_0} e^{-t/\tau_0}.$$

Тогда для $t \gg \tau; \tau_0 \gg \tau, n + n_0 \gg n - n_0$ имеем

$$x_n(t) = \frac{q_0}{W} e^{-t/\tau_0} Z_{|n-n_0|}; \quad Z_m = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\cos m\varphi d\varphi}{f(\varphi) + 1/W\tau}. \quad (4)$$

* Одноквантовое приближение в теории вращательной релаксации даже при комнатных температурах приводит к расхождению с экспериментом на порядки величин (см. [5]).

Смысл полученного решения (4) очевиден: при любых $F(k)$ (или, что то же самое, $f(\varphi)$) наличие источника приводит к колоколообразному искажению функции распределения частиц по дискретным уровням, пропорциональному силе источника; ширина «колокола» определяется величиной $W\tau$ и функцией $f(\varphi)$.

Аппроксимируя $F(k)$ в (2') степенными, показательными, ступенчатыми и другими функциями, можно исследовать кинетику нестационарных и стационарных неравновесных систем в различных модельных случаях.

Для показательной модели ($y < 1$)

$$F(k) = y^{k-1}; \quad f(\varphi) = 2 \left(\frac{1}{1-y} - \frac{\cos \varphi - y}{1 - 2y \cos \varphi + y^2} \right) \quad (5)$$

интеграл в (4) равен

$$Z_m = t^{m-1} \frac{[t(1+y)^2 - y(1+t^2)]^2}{(1-y^2)(1-t^2)}; \quad m > 1, \quad (6)$$

где

$$t = \operatorname{tg} \left(\frac{\psi}{2} \right); \quad \sin \psi = \frac{y(1-y) + 2W\tau(1+y)}{(1+y^2)(1-y) + 2W\tau(1+y)}.$$

При $y \rightarrow 0$ из (5), (6) получаем одноквантовую модель $F(1) = 1$, $F(k > 1) = 0$:

$$f(\varphi) = 2(1 - \cos \varphi),$$

$$Z_m = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \psi \left(\operatorname{tg} \frac{\psi}{2} \right)^m; \quad \sin \psi = \frac{2W\tau}{1 + 2W\tau}. \quad (7)$$

Разлагая (5), (6) по степеням y и ограничиваясь членами порядка y , y^2 и т. д., можно получить двухквантовое и следующие приближения.

Модель плоских ротаторов (см. Приложение) приводит к закону спада $F(k)$ при $k \rightarrow \infty$, отличному от экспоненциального. В этом случае

$$F(k) = \frac{\Gamma(k - \nu)}{\Gamma(k + 1 + \nu)}; \quad f(\varphi) = A (\sin \varphi)^{2\nu};$$

$$A = \frac{\pi 4^\nu}{\Gamma(1 + 2\nu) \sin \pi \nu}, \quad \nu \leq 1/2. \quad (8)$$

Для такой модели значения интегралов (4) получались численным методом для различных значений $AW\tau$ и ν . Если $AW\tau \gg 1$ и $\nu < 1/2$, имеем приближенно

$$Z_{2k} \simeq \frac{\nu}{\pi} \operatorname{tg} \nu \pi \frac{\Gamma(k + \nu)}{\Gamma(k + 1 - \nu)}. \quad (9)$$

Отметим также, что в случае $\nu = 1/4, 1/2$ легко получить трехчленные рекуррентные соотношения для интегралов Z_m .

Таким образом, для некоторых довольно реалистических моделей искажение функции распределения по вращательным уровням, вызванное локализованным источником, удается вычислить в явном виде.

Сравнение с экспериментом [4]. В работе Аллена [4] исследовалось излучение азота из неравновесной области за фронтом ударной волны (ф.у.в.). Регистрировалось излучение первой положительной (1^+) системы N_2 в широком спектральном интервале и первой отрицательной (1^-) системы N_2^+ в трех спектральных интервалах шириной 5 \AA (два из них в пределах полосы (0,1) указаны в таблице). Определены профиль температуры заселения состояния $B^3\Pi_g$ молекулы N_2 (верхнее состояние 1^+ системы) и профили вращательной T_{rot} и колебательной T_v температур состояния $B^2\Sigma_u^+$ моле-

кулы N_2^+ (верхнее состояние 1^- системы). Вращательная температура определялась из отношения G интенсивностей излучения I_j в «красном» и «среднем» интервалах, нормированных по излучению I_j^{eq} равновесной области

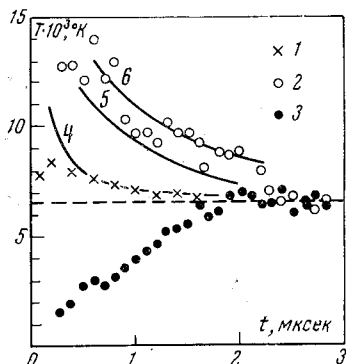
$$G = G(T_{rot}) = \frac{I_2}{I_1} \frac{I_1^{eq}}{I_2^{eq}}. \quad (10)$$

Полученные в [4] профили температур приведены на рисунке.

На том же рисунке приведены рассчитанные нами значения поступательной температуры тяжелых частиц T (кривая 4); ход этой кривой опре-

	«Красный» интервал ($j=1$) $\lambda = 4266 \pm 2,5 \text{ \AA}$						«Средний» интервал ($j=2$) $\lambda = 4243 \pm 2,5 \text{ \AA}$					
	R			P			R			P		
K'	7	8	9	29	30	31	21	22	23	43	44	45
$S_{K'}$	0,94	0,47	0,94	1,00	0,50	1,00	0,78	0,49	0,78	0,61	0,51	0,91

деляется диссоциацией N_2^* . Совпадение T и температуры заселения состояния $B^3\Pi_g$ молекулы N_2 нельзя считать, по-видимому, случайным. Интенсивность излучения 1^+ системы N_2 в неравновесной зоне за ф.у.в. в азоте исследовалась также в работе [7]. Авторам [7] удалось удовлетворительно воспроизвести осциллограмму излучения 1^+ системы N_2 в предположении,



Профили температур в неравновесной области за фронтом ударной волны в азоте (начальное давление 1 мм рт. ст., скорость 6,4 км/сек, время лабораторное).

Экспериментальные значения [4]; 1 — электронная температура (температура заселения уровня $B^3\Pi_g N_2$); 2 — вращательная температура (определенная по полосам (0,1) 1^- системы N_2^+); 3 — колебательная температура (определенная по полосам (2, 3) и (0,1) 1^- системы N_2^+). Расчетные кривые; 4 — поступательная температура тяжелых частиц; 5 — «кажущаяся» вращательная температура для модели плоского ротатора ($v = 1/4$); $q_0/W = 10$; 6 — «кажущаяся» вращательная температура для одно-квантовой модели, $q_0/W = 1$. В обоих случаях $Wt \approx 15$ (см. Приложение); собственное время затухания источника $\tau_0 \approx 25 \text{ мксек}$.

что на заключительном этапе релаксации имеет место локальное равновесие всех степеней свободы с поступательной температурой. Отметим, что в [4, 7] использовался один и тот же приемник излучения для 1^+ системы.

Как видно из рисунка, измеренные Алленом значения T_{rot} резко превышают значения поступательной температуры. Мы полагаем, что это расхождение кажущееся и может быть объяснено в рамках изложенной выше модели. Действительно, из спектроскопических данных [8] известно, что вращательный терм с $K = 39$, $v = 0$ состояния $B^2\Sigma_u^+$ сильно возмущен состоянием $A^2\Pi_u$ (верхним состоянием системы Майнела). В таблице указаны (согласно [8]) вращательные линии полосы (0, 1) 1^- системы, расположенные в спектральных интервалах, использованных Алленом для определения T_{rot} (приведенные в таблице значения $S_{K'}$ относительной интенсивности линии учитывают факторы Хенли — Лондона, чередование интенсивностей и функцию пропускания светофильтров). Если вследствие возмущения происходит заселение состояния $B^2\Sigma_u^+$ (положительный источник), то интенсивность излучения в линиях ветви P с номерами $K = 30-50$ будет превышать значение, соответствующее T .

* При расчете кривой 4 использовались константы скорости k_D диссоциации N_2 , измеренные в [6]. Отметим, что профили T и концентрации N_2 в условиях [4] мало чувствительны к величине предэкспоненциального множителя в k_D .

Проведены расчеты x_n , согласно (4), для одноквантовой модели и модели плоских ротаторов с $\nu = 1/4$ при значениях параметров, указанных в подписи к рисунку. По расчетным значениям интенсивности в j -м интервале

$$I_j \approx \sum_{R\text{-ветвь}} N_K^{(0)} S_{K'} + \sum_{P\text{-ветвь}} N_K^{(0)} S_{K'} (1 + x_{K'}) \quad (11),$$

вычислялось отношение (10) (при этом предполагалось, что Больцмановские множители $N_K^{(0)}$ соответствуют температуре T). Величина q_0/W подбиралась так, чтобы определенная по расчетным значениям G вращательная температура T_{rot} совпадала с соответствующими точками Аллена. Эти «кажущиеся» значения T_{rot} приведены на рисунке (кривые 5, 6); соответствующее значение интенсивности источника для одноквантовой модели $q_0/W = 1$, а для модели плоских ротаторов $q_0/W = 10$. Отметим, что расчеты показали малую чувствительность метода [4] из-за переналожения линий R - и P -ветвей.

К сожалению, имеющаяся в настоящее время экспериментальная и теоретическая информация не позволяет сказать что-либо определенное о величине q_0/W . Матричный элемент взаимодействия в области возмущения неизвестен. С другой стороны, излучение в системе полос Майнела в неравновесной зоне за фронтом ударной волны не отождествлено и в экспериментальных работах этому обстоятельству не уделяется должного внимания.

Обсудим также измеренные Алленом значения колебательной температуры. Для определения T_v состояния $B^2\Sigma_u^+$ использовалось отношение интенсивности излучения в «голубом» ($\lambda = 4195 \text{ \AA}$), полоса (2, 3) и «красном» интервалах. Это отношение является функцией колебательной и вращательной температур, а значения T_{rot} можно считать сильно завышенными. Поэтому следует ожидать, что значения колебательной температуры, полученные Алленом, по-видимому, занижены и не отражают истинного отношения заселенностей колебательных уровней. Более того, укажем, что, помимо обсуждавшегося возмущения состояния $\nu = 0$ с $K = 39$, известно также [8] возмущение термов с $K = 66$. В «голубой» интервал, помимо вращательных линий полос (1, 2) и (2, 3), попадают также линии R (39) ($\lambda = 4196 \text{ \AA}$) и P (64) ($\lambda = 4193 \text{ \AA}$) полосы (0, 1). Поэтому для определения колебательной температуры необходимы более тщательные измерения и расчеты.

Аналогичные измерения температур в той же группе вращательных линий полос с $\Delta\nu = +1$ системы N_2^+ проводились [9] в дуговом разряде. При этом также значения вращательной температуры оказались выше, а колебательной — ниже значений электронной температуры, определенной по интенсивности атомарных линий. Можно предположить, что и эти различия обусловлены действием описанного источника частиц, а причиной неравновесной заселенности электронных состояний N_2^+ в этом случае может быть сильная неоднородность дугового шнура (его радиус равен 1–2 мм [9]). Однако и в этой работе не приведены интенсивности отдельных вращательных линий, что представляло бы значительный интерес для определения функции распределения частиц по уровням и оценки величины q_0/W .

Мы полагаем, что изложенные выше соображения можно считать качественным объяснением результатов Аллена. Превышение «вращательной» температуры над поступательной является, по-видимому, следствием нарушения Больцмановского распределения в спектральной области измерений [4]. Очевидно, что тщательные измерения в различных условиях (дуги, ударные трубы, разряд) помогут значительно уточнить теорию процессов неадиабатического взаимодействия электронных состояний молекул.

В заключение авторы выражают благодарность Л. М. Биберману, М. Б. Железняку, С. А. Лосеву, Г. Э. Норману и И. Т. Якубову за полезные обсуждения и интерес к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Возбуждение плоского ротатора в приближении внезапных возмущений. При столкновении гомоядерных молекул в разложении взаимодействия по мультиполям основным слагаемым, вносящим вклад во вращательные переходы, является квадруполь-квадрупольный потенциал (в (П.1) произведено усреднение по ориентациям налетающей молекулы)

$$V(\theta, t) = (C/R^n) \cos^2 \theta; \quad C = 2Q_1 Q_2, \quad n = 5. \quad (\text{П.1})$$

Здесь Q_1, Q_2 — квадрупольные моменты; θ — угол между осью ротатора и радиусом-вектором $R(t)$ налетающей частицы.

Для усредненного по начальным и просуммированного по конечным наклонам орбиты сечения

$$\sigma_{j,j'} = \frac{1}{2j+1} \sum_{m,m'} \sigma_{jm}^{j'm'}$$

после замены суммирования по магнитному квантовому числу интегрированием

$$\left(m/j = \cos \alpha; \quad \sum_m \rightarrow \int_0^1 d(\cos \alpha) \right), \quad \text{получим}$$

$$\sigma_{jj'} = \frac{1}{2s+1} \sum_m \sigma_{jm}^{j'} \simeq \int_0^1 d(\cos \alpha) \sigma_{jj'}(\alpha). \quad (\text{П.2})$$

Расчеты вращательных переходов с заданными Δj и различными Δm в приближении внезапных возмущений [10] и борновском приближении (например обзор [11]) показали, что вероятность как функция Δm имеет резко выраженные максимумы. Поэтому в (П.2) мы считали, что наклон орбиты в результате столкновения меняется так, что $m - m' = \text{const}$ (вероятность иного изменения плоскости орбиты пренебрежимо мала).

Для условий [4] $kT \gg \Delta E_{\text{вр}}$ и сечение возбуждения плоского ротатора на уровень $j' = j + \Delta$ следует вычислять в приближении внезапных возмущений

$$\sigma_{j,\Delta} = \int_0^1 d(\cos \alpha) \int \rho \, d\rho \int_0^{2\pi} d\varphi' \left| \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp \left(i\varphi\Delta - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} V(t) dt \right) d\varphi \right|^2. \quad (\text{П.3})$$

Выбрав в (П.2) $R(t) = \sqrt{\rho^2 + v^2 t^2}$, так что

$$\int_{-\infty}^{\infty} V(t) dt = \frac{\beta C}{2v\rho^{n-1}} (A \cos 2\varphi + B \sin 2\varphi); \quad \beta = \Gamma \left(\frac{1}{2} \right) \Gamma \left(\frac{n+1}{2} \right) / \Gamma \left(\frac{n+2}{2} \right), \quad (\text{П.3}')$$

$$A = \cos^2 \varphi' - \sin^2 \varphi' \cos^2 \alpha - [\sin^2 \alpha / (n-1)]; \quad B = \cos \alpha \sin 2\varphi',$$

и используя при интегрировании в (П.2) разложение

$$\exp [ia \sin(\varphi_0 + 2\varphi)] = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp [in(\varphi_0 + 2\varphi)] I_n(a), \quad (\text{П.3}'')$$

окончательно находим

$$\sigma_{jj'} = \frac{\pi}{v^{4+2\nu}} \left(\frac{\beta C}{2\hbar v} \right)^{2\nu} \frac{\Gamma(1+2\nu)\Gamma(k-\nu)}{\Gamma^2(1+\nu)\Gamma(k+1+\nu)} s_n; \quad \nu = \frac{1}{n-1}, \quad (\text{П.4})$$

$$\Delta = |j - j'| = 2k = 2, 4, 6, \dots, \quad s_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^1 d(\cos \alpha) \int_0^{2\pi} d\varphi' (A^2 + B^2)^\nu.$$

При столкновении гомоядерных молекул $n = 5$, при столкновении гомоядерных молекул с заряженными частицами $n = 3$ и т. д. (соответствующее изменение C в (П.1) очевидно).

В случае вращательных переходов в гетерополярных молекулах

$$V = (C/R^n) \cos \theta \quad (\text{П.1}')$$

и вместо (П.4) получаем

$$\sigma_{jj'} = \frac{\pi}{v^{4^{1+v}}} \left(\frac{\beta C}{2h\nu} \right)^{2\nu} \frac{\Gamma(1+2\nu)\Gamma(k-\nu)}{\Gamma^2(1+\nu)\Gamma(k+1+\nu)} s_n; \quad \nu = \frac{1}{n-1}, \quad (\text{П.4}')$$

$$\Delta = |j-j'| = k = 1, 2, 3, \dots, \quad s_n = \int_0^1 dx x^\nu (2-x^2)^{\nu/2} P_\nu \left(\frac{1+x^2}{2x\sqrt{2-x^2}} \right).$$

Например при столкновениях гетероядерных молекул с гомоядерными $n = 4$, $\nu = 1/3$, $C = 1/2 d_1 Q_2$ (диполь-квадрупольное взаимодействие, d_1 — дипольный момент).

Для интегралов в (П.4), (П.4') получены значения $s_3 = 0,59$; $s_4 = 0,83$; $s_5 = 0,76$.

Усреднение выражений (П.4), (П.4') по распределению Максвелла с учетом $kT \gg \Delta E$ дает для константы скорости

$$k_{jj'} = \langle v \sigma_{jj'} \rangle = \bar{v} \sigma F(k); \quad \bar{v} = \sqrt{2kT/\mu}, \quad (\text{П.5})$$

$$\sigma = \frac{\pi}{v^{4^{1+v}}} \left(\frac{\beta C}{2h\nu} \right)^{2\nu} \frac{\Gamma(1+2\nu)}{\Gamma^2(1+\nu)} \Gamma(2-\nu) s_n; \quad F(k) = \frac{\Gamma(k-\nu)}{\Gamma(k+1+\nu)}.$$

Используя интегральное представление для $F(k)$, можно вычислить $f(\varphi)$ в (2'):

$$f(\varphi) = 4^{1+\nu} \int_0^\infty \frac{dx}{x^{1+2\nu}} \left\{ \sum_{k=2}^\infty I_{2k}(x) (1 - \cos 2k\varphi) \right\} = A (\sin \varphi)^{2\nu}; \quad A = \frac{\pi 4^\nu}{\Gamma(1+2\nu) \sin \pi\nu}.$$

Оценки для условий эксперимента [4], согласно (П.5), показывают, что в случае столкновений $N_2 - N_2^+$ ($Q_1 = Q_2 \simeq 1$ ат. ед.; $T = 8000^\circ \text{K}$) $\sigma \simeq 10^{-15}$ см²; $W \simeq 2 \cdot 10^8$ сек⁻¹. Так как оптическое время жизни для уровня $B^2\Sigma_u^+ N_2^+$ составляет [12, 13] $\tau = 7 \cdot 10^{-8}$ сек, имеем $W\tau \simeq 15$.

Институт высоких температур
Академии наук СССР
Московский энергетический
институт

Поступила в редакцию
3 II 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. R. M. Evenson, H. P. Broida. J. Chem. Phys., **44**, 1637, 1966.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, изд. 2-е. «Наука», 1966.
3. Е. В. Ступоченко, С. А. Лосев, А. И. Осипов. Релаксационные процессы в ударных волнах. «Наука», 1965.
4. R. A. Allen. JQSRT, **5**, 511, 1965.
5. Дж. Кларк, М. Макчесни. Динамика реальных газов. «Мир», 1967.
6. J. P. Appleton, M. Steinberg, D. J. Liguornik. J. Chem. Phys., **48**, 599, 1968.
7. R. A. Allen, J. C. Keck, J. C. Samm. Phys. Fluids, **5**, 284, 1962.
8. W. H. Childs, Proc. Roy. Soc. A, **137**, 641, 1932.
9. J. B. Schumaker. Proc. 6th Conf. Intern. Ioniz. Phenomena in Gases, vol. III, p. 311, Paris, July, 1963.
10. K. H. Kramer, R. V. Bernstein. J. Chem. Phys., **40**, 200, 1964; **44**, 4473, 1966.
11. K. Takayanagi. Progr. Theoret. Phys. Suppl., № 25, 1, 1963.
12. R. G. Bennet, F. W. Dalby. J. Chem. Phys., **31**, 434, 1959.
13. M. J. Juenehomme. J. Chem. Phys., **44**, 2612, 1966.