

Решения системы (1), (2) не будут иметь взрывного характера, если частота ионизации перестанет резко зависеть только от температуры газа. Согласно (3), (6), (7), это произойдет при $\nu_n(t_0 - t) \simeq \alpha$. В этот момент в максимуме неоднородности $n = n_0 + n_0/\alpha C$.

Если считать, что шнур появляется при $n = 2n_0$ (n_0 — плотность электронов однородного фона), то для проявления взрывного характера неустойчивости критическим оказывается значение $\alpha_n \sim 1/C$ (отношение удельного балластного сопротивления к удельному сопротивлению разряда); оно определено в пределе бесконечного секционирования электродов. В реальной ситуации в общем случае имеется интегральная связь между полем и током разряда [6], поэтому следует ожидать более высоких значений α_n .

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.
2. Ким А. В., Фрайман Г. М. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления.— Физика плазмы, 1983, № 3.
3. Змитренко Н. В., Самарский А. А. и др. Тепловые структуры и фундаментальная длина в среде с нелинейной теплопроводностью и объемными источниками тепла.— ДАН СССР, 1976, т. 227, № 2.
4. Змитренко Н. В., Самарский А. А. и др. Горение нелинейной среды в виде сложных структур.— ДАН СССР, 1977, т. 237, № 6.
5. Курдюмов С. П. Локализация тепла в нелинейной среде. Препринт № 39.— М.: ИПМ, 1976.
6. Напартович А. П., Старостин А. Н. Механизмы неустойчивости тлеющего разряда повышенного давления.— В кн.: Химия плазмы/Под ред. Б. М. Смирнова. М.: Атомиздат, 1979, вып. 6.

Поступила 5/II 1985 г.

УДК 533.6.011.8

О ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ИНВЕРСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЯХ АЗОТА В ПОТОКЕ РАСШИРЯЮЩЕГОСЯ ГАЗА

Н. Б. Бондаренко, А. И. Луковников

(Москва)

Исследованию кинетики релаксации заселения системы вращательных уровней молекул в струе свободно расширяющегося из звукового сопла газа посвящен ряд теоретических работ [1—3]. Однако сложность задачи построения согласованных по точности моделей релаксации и столкновений, а также трудности решения получаемой в результате системы кинетических и газодинамических уравнений приводят к необходимости использования существенных приближений. Некоторое расхождение экспериментальных данных и результатов расчетов [1, 2] требует проведения оценки точности различных используемых приближений и дальнейшего усовершенствования теоретических моделей. В отличие от [1] с целью выявления возможного взаимного влияния неравновесного энергообмена между степенями свободы молекул азота и изменения газодинамических параметров представленный ниже расчет основан на численном решении самосогласованной системы кинетических и газодинамических уравнений для заселенностей вращательных состояний, температуры, плотности и скорости газа в струе. При этом использованы столкновительные вероятности вращательных переходов, рассчитанные с учетом дальнего действия части потенциала взаимодействия между молекулами [4].

Уравнения для описания релаксации в потоке молекулярного газа. Рассмотрим образование неравновесного распределения в системе вращательных уровней свободно расширяющегося из звукового сопла молекулярного азота. При расширении газа из щели или сопла поступательная температура его быстро уменьшается. Внутренняя энергия расширяющегося газа за это время релаксирует не полностью, что приводит к нарушению равновесного распределения по степеням свободы молекул. Имея в виду

не слишком высокие температуры газа ($T < 300$ K), можно считать все молекулы находящимися в основном электронном и колебательном состояниях.

Как и прежде [1], будем предполагать, что процессы поступательной и вращательной релаксации разделены во времени, поступательная релаксация происходит быстрее и устанавливается максвелловское распределение по скоростям сталкивающихся молекул, что позволяет перейти в кинетическом уравнении от функции распределения по энергии и вращательным уровням молекул к заселенностям вращательных состояний $P(j)$:

$$\rho_j(\mathbf{r}, t) = P(j, \mathbf{r}, t) \rho(\mathbf{r}, t)$$

($\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_j \rho_j(\mathbf{r}, t)$ — плотность газа, $\rho_j(\mathbf{r}, t)$ — парциальная плотность частиц в j -м вращательном состоянии), а также пользоваться понятием температуры поступательных степеней свободы молекул T .

Кинетическое уравнение для заселенностей имеет вид

$$(1) \quad \frac{d}{dt} P(j) = I_{stj}.$$

Здесь слева стоит полная производная по времени в переменных Эйлера

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla.$$

Интеграл столкновений в правой части (1) представляет скорость изменения числа молекул с вращательным номером j за счет соударений и может быть записан как

$$(2) \quad I_{stj} = Zn \sum_{\Delta i, \Delta j} \left(-P(j) P(i) \mathcal{P}_{i \rightarrow j+\Delta j}^{j+\Delta i}(T) + \right. \\ \left. + P(i+\Delta i) P(j+\Delta j) \mathcal{P}_{j+\Delta j \rightarrow j}^{i+\Delta i}(T) \right),$$

где Z — полное число столкновений между молекулами в единицу времени ($Z = \sqrt{2} \pi d_{эф}^2 \langle v \rangle n$); $d_{эф}$ — эффективный диаметр упругого соударения между молекулами; $\langle v \rangle$ — средняя тепловая скорость молекул; n — концентрация молекул; $\mathcal{P}_{i \rightarrow j+\Delta j}^{j+\Delta i}$ — вероятности столкновительных переходов;

индексы i, j — номера вращательных уровней основного электронного и колебательного состояний молекулы N_2 ; $\Delta i, \Delta j$ — их изменение при акте соударения, сопровождающемся обменом энергией между поступательными и вращательными степенями свободы. При этом возможно изменение квантового состояния одной (RT -процессы) или обеих (RR' -процессы) сталкивающихся молекул. Для молекул азота неупругие процессы ограничены четными значениями $|\Delta i|$ и $|\Delta j|$.

Для расчета кинетики вращательной релаксации в потоке расширяющегося газа необходимо дополнить систему кинетических уравнений (1), (2) законами сохранения газодинамики, представляющими моменты исходного кинетического уравнения [3].

Предполагая течение газа установившимся и одномерным и учитывая, что предположению о разделимости во времени процессов поступательной и вращательной релаксации расширяющегося газа соответствует уравнение состояния идеального газа, имеем [3]

$$(3) \quad v \frac{d}{dx} P(j) = F(j), \\ v \frac{d}{dx} \ln \left(\frac{T^{3/2}}{\rho} \right) = - \frac{1}{kT} \sum_j E(j) F(j), \\ \rho v R(x) = c_1 = \text{const}, \\ c_p T + \sum_j E(j) P(j) + \frac{1}{2} m_g v^2 = c_2 = \text{const}.$$

Здесь T , v , ρ — температура, скорость и плотность расширяющегося газа в данной точке пространства; $E(j) = B_0 j(j+1)$ — энергия j -го вращательного состояния; B_0 — вращательная постоянная молекула газа (для азота $B_0 = 2,88$ К); m_g — масса молекул газа; c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении; z — безразмерная координата вдоль потока; $z = 0,566 + x/d_* 0,943$ [1]; x — расстояние от среза сопла; d_* — диаметр среза сопла; $R(x)$ — площадь поперечного сечения струи расширяющегося газа. Система (3) решалась относительно величин $P(j)$, T , v , R .

Закон изменения плотности принимался адиабатическим:

$$\rho(z) = \rho_0 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2(z) \right)^{-\frac{1}{\gamma-1}}$$

($\gamma = 1,4$). Зависимость числа Маха от координаты определялась в виде эмпирической аппроксимации

$$M(z) = M(z_1) \exp \{ (z - z_1) M'(z_1)/M(z_1) \}, \quad z \leq z_1 \leq 1,$$

$$M(z) = a_1 (z - z_3)^{\gamma-1} - \frac{3}{a_1 (z - z_3)^{\gamma-1}} + \frac{a_2}{(z - z_3)^{3(\gamma-1)}}, \quad z \geq 1,$$

где a_1 и a_2 соответствуют формуле Шермана [5] ($a_1 = 3,65$, $a_2 = 0,2$); $z_3 = 0,4$; $z_1 = 1$.

Система решалась для $j^* \geq 30$, т. е. таким образом, чтобы заселенности уровней $j \geq j^*$ были пренебрежимо малы по сравнению с заселенностями нижних уровней и не могли оказывать заметного влияния на ход релаксации. Заселенности нескольких верхних уровней $j > j^*$ рассчитывались по больцмановскому закону с температурой, равной температуре распределения на верхних уровнях системы j^* и $j^* - 2$. Начальное распределение полагалось больцмановским с температурой T_0 , равной равновесному значению поступательной температуры в заданном начальном сечении $z_H = z_0$. Значение z_0 при расчетах варьировалось (уменьшалось) до тех пор, пока отличие результатов численного расчета заселенностей при выборе значений $z_H = z_0$ и $z_H = z_0/2$ не оказывалось менее 1%.

Вероятности столкновительных переходов во вращательном спектре энергий. В интеграл столкновений (2) входят вероятности возбуждения вращательных степеней свободы сталкивающихся молекул, расчет которых связан с большими вычислительными трудностями. В расчетах [1, 2] для вероятностей использовались полученные в квазиклассическом приближении выражения [4] для случая, когда полная энергия сталкивающихся молекул велика по сравнению с глубиной потенциальной ямы межмолекулярной функции ϵ_0 . При этом пренебрегалось влиянием дальнотействующей части потенциала межмолекулярного взаимодействия. Применимость таких вероятностей ограничена не слишком низкими температурами расширяющегося газа.

Проведенное в настоящей работе более точное усреднение рассчитанных в квазиклассическом приближении столкновительных вероятностей вращательных переходов по энергии сталкивающихся молекул дало следующую температурную зависимость вероятностей, не ограниченную условием $\left| \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right| > 1$:

$$(4) \quad \mathcal{P}_{j_1 \rightarrow j_1', j_2 \rightarrow j_2'}(T) = \frac{16\pi^2 \mu}{\hbar^2 \alpha^2} \epsilon_0 \Phi_{il} \exp \left\{ \frac{\Delta E - |\Delta E|}{2kT} \right\} \times \\ \times \left\{ \left(\frac{1}{2} D'_{il} (1 + \kappa) - D''_{il} \right)^2 \left[e^{-2\kappa} + \sqrt{\frac{\pi}{3}} x_0^{\frac{3}{2}} \exp \left\{ \frac{-2\kappa \frac{A}{\sqrt{kT}}}{2\kappa \sqrt{x_0} + \frac{A}{\sqrt{kT}}} - x_0 \right\} \right] - \right. \\ \left. - \left(\left(\frac{1}{2} D'_{il} - D''_{il} \right)^2 - \frac{1}{4} D_{il}^2 \kappa^2 \right) \sqrt{\frac{\pi}{3}} \left(\frac{A}{\sqrt{kT}} \right) \exp \left\{ -3 \left(\frac{A}{\sqrt{kT}} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \right\}$$

$$x_0 = \left(\frac{A}{2\sqrt{kT}} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\varepsilon_0 \pi^2}{kT} \left(\sqrt[3]{1 + \left(\frac{kT}{\varepsilon_0 \pi^2} \right)^{\frac{4}{3}}} - 1 \right),$$

$$\kappa = \frac{|\Delta E|}{\hbar \alpha} \sqrt{\frac{2\mu}{\varepsilon_0}}, \quad A = \frac{\pi |\Delta E|}{\hbar \alpha} \sqrt{2\mu},$$

где $D'_{il} = B'_{il}/B$, $D''_{il} = B''_{il}/B$ — коэффициенты разложения потенциала межмолекулярного взаимодействия в форме Морзе по полиномам Лежандра; Φ_{il} — коэффициенты усреднения вероятностей по проекции начальных угловых моментов m_1, m_2, m , определенные в [4]; μ — приведенная масса сталкивающихся молекул; α — константа потенциала межмолекулярного взаимодействия; ΔE — изменение энергии при акте столкновения; k — постоянная Больцмана.

Для сравнения на рис. 1 приводятся для $T = 300, 182, 91$ К (линии 1—3) и $\varepsilon_0 = 0$ и 80 К (штриховые и сплошные линии) вероятности вращательных двухквантовых RT -переходов, рассчитанные по формуле (4) в пределе $\varepsilon_0 = 0$ и использованные в [1, 2] в приближении экспоненциального вида потенциала межмолекулярного взаимодействия:

$$(5) \quad \mathcal{P}_{j_1 \rightarrow j'_1, j_2 \rightarrow j'_2} = \frac{16\pi^2 \mu^2 (\Delta E)^2 (B_{il})^2}{\hbar^4 \alpha^4} \left(\frac{B_{il}}{B} \right)^2 \Phi_{il} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \left(\frac{A}{2\sqrt{kT}} \right) \times$$

$$\times \exp \left\{ -3 \left(\frac{A}{2\sqrt{kT}} \right)^{2/3} + \frac{\Delta E - |\Delta E|}{2kT} \right\}.$$

Для молекул азота выбраны значения параметров: $d_{\text{эф}} = 3,0 \cdot 10^{-10}$ м, $\mu = 14$ а. е. м., $\alpha = 2,0 \cdot 10^{10}$ м $^{-1}$, $\varepsilon_0 = 80$ К.

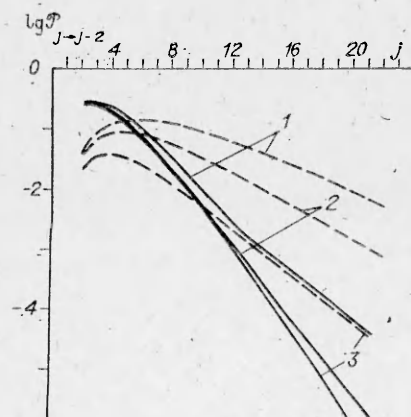
Рассчитанные по (4) вероятности вращательных переходов носят более резко выраженную зависимость от номера уровня j сталкивающихся молекул и незначительно спадают с понижением температуры газа по сравнению с вероятностями (5).

Анализируя причины существующего между результатами расчета [1, 2] и экспериментальными данными расхождения, авторы работы [2] высказывают предположение о возможности существенного влияния на ход релаксации в системе вращательных уровней многоквантовых RT -процессов, которыми вследствие не слишком высоких температур газа ранее пренебрегалось. Проведенные в [2] расчеты с использованием модельных кинетических констант для многоквантовых вращательных переходов подтверждают это предположение.

В настоящей работе проведены численные расчеты вероятностей RR' -и многоквантовых вращательных RT -переходов, полученных в квазиклассическом приближении [4]. Числовые оценки так называемых скоростей много- и двухквантовых процессов

$$-P(j)K_{j \rightarrow j+\Delta j} + P(j+\Delta j)K_{j+\Delta j \rightarrow j},$$

$$K_{j \rightarrow j+\Delta j} = Z\mathcal{P}_{j \rightarrow j+\Delta j}$$



Р и с. 1

для различных температур газа и различных распределений заселения вращательных уровней показали, что в модели вращательной релаксации, использующей вероятности вращательных переходов, рассчитанные в квазиклассическом приближении (4), учет многоквантовых RT -процессов не вносит существенных изменений в распределение молекул по вращательным уровням. Наличие обменных процессов RR' , при которых квантовые числа сталки-

вающихся молекул изменяются ($j_1 \rightleftharpoons j_1 + \Delta_1 j$, $j_2 \rightleftharpoons j_2 - \Delta_2 j$, $\Delta_1 j = \Delta_2 j$), также не оказывает значительного влияния на результаты расчета.

Результаты численных расчетов. Для численного решения системы (3) выбран неявный метод предсказания и коррекции второго порядка. Проведенные расчеты подтвердили существенную эффективность использования рассмотренной схемы решения системы уравнений релаксационной газодинамики по сравнению с методом Рунге—Кутты [1].

Параметр подобия для вращательной релаксации [1] в струе однородного газа при постоянной температуре торможения есть $p_0 d_*$ (p_0 — давление торможения, d_* — диаметр критического сечения сопла). Чтобы проследить характер изменения кинетики заселенностей вращательных состояний, соответствующий различным режимам расширения газа, численное решение системы уравнений (3) релаксационной газодинамики проводилось для различных $p_0 d_*$. Для вероятностей переходов использовались выражения (4) и (5), умноженные на параметр u , значение которого определялось из условия согласования экспериментальной зависимости $T(z)$ с расчетной. Температура торможения $T_* = 300$ К.

Результаты численных расчетов для различных $p_0 d_*$ подтверждают основные выводы, полученные из анализа экспериментальных данных. Как и следовало ожидать, заселенности системы четных и нечетных вращательных уровней хотя и близки, но изменяются независимым образом. Релаксация системы вращательных уровней к равновесному состоянию с поступательной температурой T происходит через ряд небольшого количества распределений заселенностей вращательных состояний. Для нижних вращательных уровней, близких к основному, вероятности вращательных переходов достаточно велики, так что заселенности их успевают изменяться согласно изменению поступательной температуры газа.

Для характеристики неравновесного распределения удобно ввести понятие температуры заселения вращательного уровня $T_r^j = -B_0 j(j+1) / \ln [P(j)g_0 / (P(0)g_j)]$, где g_j — статистический вес уровня j . Температуры заселения нижних уровней $T_r^j \approx T$. Число таких уровней увеличивается с ростом $p_0 d_*$ и T , что определяется ростом частоты столкновений для соответствующих вращательных переходов. При достаточно резком охлаждении газа (малые значения $p_0 d_*$) возможна ситуация, при которой эта группа уровней отсутствует.

Для верхних уровней столкновительные вероятности недостаточно велики, чтобы изменять их заселенности при быстром уменьшении поступательной температуры. Относительные заселенности их остаются «замороженными». Температуры заселения этих уровней $T_r^j \approx T_0$. С увеличением $p_0 d_*$ и T_0 эта группа уровней начинается с более высокого номера. Между двумя представленными группами находится третья — промежуточная группа уровней, температуры заселения которых лежат в пределах от начальной поступательной температуры T_0 до текущей: $T < T_r^j < T_0 < T_*$.

Быстрая релаксация заселенности нижних уровней и практически «замороженная» заселенность верхних приводят к возможности образования в третьей группе уровней инверсного распределения. В результатах расчетов относительной заселенности $\eta_j = g_0 P(j) / (g_j P(0))$ с использованием для вероятностей вращательных переходов выражения (4), учитывающего влияние дальнего действия притяжения потенциала взаимодействия, наблюдалось образование инверсии в заселении группы вращательных уровней (рис. 2, где 1—3 соответствуют $z = 1; 3; 7$, $u = 15$, $\epsilon_0 = 0$ и 80 К — штриховые и сплошные линии). Расчеты с вероятностями в приближении экспоненциального вида потенциала межмолекулярного взаимодействия [1] инверсии не показали.

На рис. 3 приведены экспериментальные данные ($1; 2 - p_0 d_* = 19,26$ и 65,72 Па·м) и результаты расчетов (ϵ_r и T — штриховые и сплошные линии) для хода изменения поступательной температуры и средней враща-

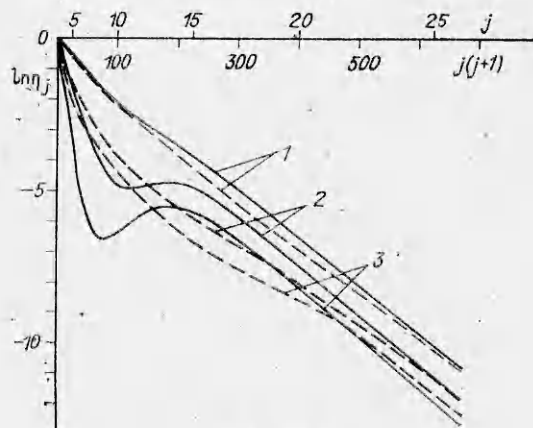


Рис. 2

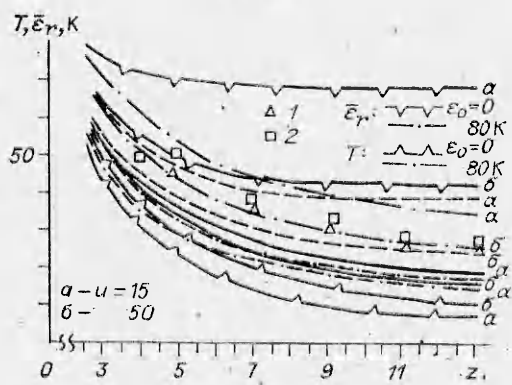


Рис. 3

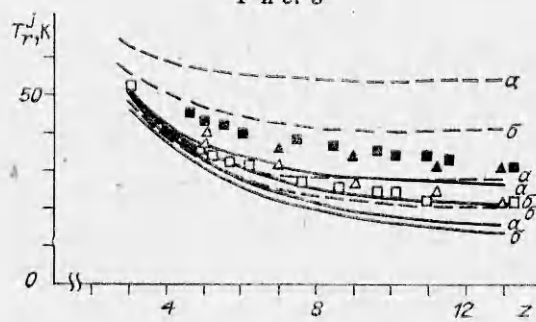


Рис. 4

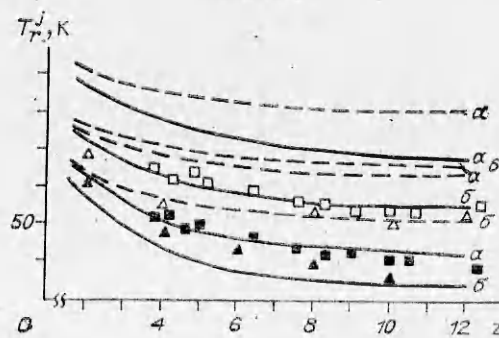


Рис. 5

тельной энергии $\varepsilon_r = \sum_{j=0}^{j*} P(j) E(j)$ молекул струи расширяющегося газа [1]. Наиболее близкие к эксперименту зависимости ε_r и T дали расчеты вращательной релаксации с использованием для вероятностей выражения (4). Совместное решение системы уравнений релаксационной газодинамики привело к тому, что с увеличением $p_0 d_*$ поступательная температура газа несколько повышается в отличие от результатов предыдущих расчетов [1], где система кинетических уравнений решалась на фоне заданного поля газодинамических параметров. Средняя вращательная энергия при этом уменьшается. Действительно, с ростом $p_0 d_*$, чему соответствует более интенсивное развитие вращательной релаксации, определяющим становится процесс передачи энергии из вращательных степеней свободы в поступательные, что может привести к повышению температуры расширяющегося газа.

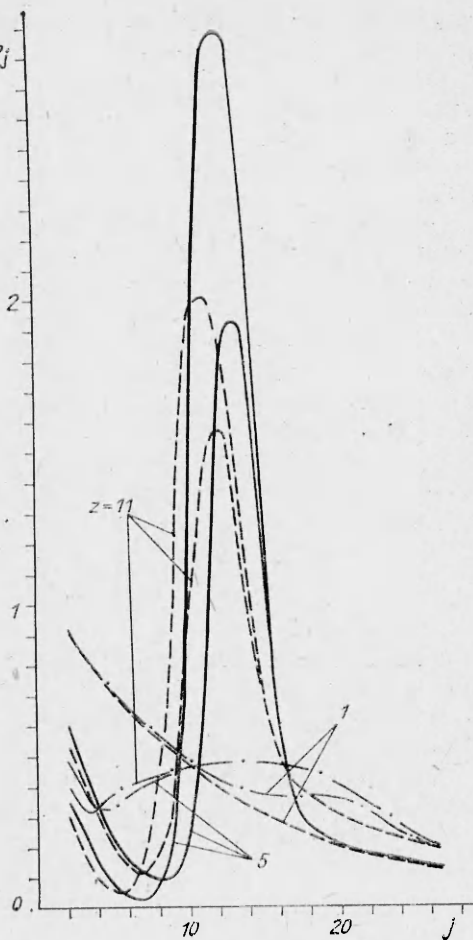
На рис. 4,5 представлены экспериментальные и расчетные данные по температурам заселения нескольких уровней (рис. 4: штриховые линии — $j = 4; 8$ при $u = 15$ и 50 (а и б) для $\varepsilon_0 = 0$, сплошные — то же для $\varepsilon_0 = 80$ К; рис. 5: обозначения те же, но для $j = 12$ и 10 соответственно).

Качественная зависимость $T_r^j(z)$, $\bar{\varepsilon}_r(z)$ достаточно хорошо согласуется с экспериментом. Экспериментальные результаты на рис. 4, 5 даны для тех же уровней при $p_0 d_* = 19,26$ и $65,72$ Па·м (Δ , $\blacktriangle$ и $\square$, $\blacksquare$; темные знаки относятся к $j = 8$ и 10). Однако в рамках используемой модели релаксации не удается объяснить «аномальное» поведение (увеличение с ростом $p_0 d_*$) средней энергии и температуры заселения верхней группы уровней.

Результаты исследования образования и развития инверсного распределения в системе вращательных уровней при различных режимах расширения газа приведены на рис. 6, где параметр инверсии $\varphi_j = g_{j-2}P(j)/(g_jP(j-2))$ дается в зависимости от номера уровня j (штрихпунктирные и штриховые линии — $\varepsilon_0 = 0$; 80 К, сплошные — $u = 50$, $\varepsilon_0 = 80$ К).

Более резкая зависимость столкновительных вероятностей (4) от номера уровня j по сравнению с (5), а также слабое влияние на них изменения температуры приводят к тому, что по мере развития процесса релаксации заселенность верхних уровней практически не меняется, относительные же заселенности нижних уровней увеличиваются за счет интенсивного неравномерного опустошения средней группы уровней, вероятности вращательных переходов для которых достаточно велики. В результате в этой средней группе вращательных уровней образуется инверсия.

Увеличению параметра вращательной релаксации $p_0 d_*$ отвечает более интенсивное развитие инверсного заселения системы вращательных уровней. При этом номер уровня, на котором достигается максимальное зна-



Р и с. 6

чение параметра инверсии, увеличивается. Такой характер кинетики заселенностей объясняется тем, что с повышением p_0 эффективно возрастают вероятности столкновительных переходов. Аналогичная зависимость развития кинетики релаксации наблюдается с изменением значения ε_0 , увеличение которого также приводит к более слабой зависимости вероятностей вращательных столкновительных переходов от T при ее уменьшении.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод о существенном влиянии дальнедействующего молекулярного притяжения на ход релаксации в системе вращательных уровней, так что при определенных значениях $p_0 d_*$ возможно образование инверсного распределения.

Одним из механизмов, который мог бы объяснить аномальное поведение T_r^j на высоких вращательных уровнях, является «далекий» многоквантовый обмен RR' , когда изменение состояний молекул при соударении происходит по схеме $j_1 \rightleftharpoons j_1 + \Delta_1 j$, $j_2 \rightleftharpoons j_2 - \Delta_2 j$ ($0 < \Delta_1 j < \Delta_2 j$, $j_1 > j_2$). Учитывая резонансный (или близкий к резонансному) характер таких процессов, а также достаточно высокую заселенность нижних j_2 состояний, при условии

$$\frac{(2j_1 + \Delta_1 j) \Delta_1 j T_r^{j_2} T_r^{j_1} - T^*}{(2j_2 - \Delta_2 j) \Delta_2 j T_r^{j_1} T_r^{j_2} - T} > 1, \quad T_r^{j_2} \approx T_r^{j_2 + \Delta_2 j}$$

можно получить «аномальное» распределение температур заселения верхних уровней T_r^j .

Указанное соотношение вполне реализуется в рассмотренных выше условиях. Отличие экспериментальных данных [1, 2] от результатов настоящей работы, как указывалось ранее [1], вероятно, также связано с заметной ролью, которую может играть процесс кластеризации молекул при увеличении параметра $p_0 d_*$ [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Варгин А. Н., Ганина Н. А. и др. Вращательная релаксация молекулярного азота в свободно расширяющейся струе. — ПМТФ, 1979, № 3.
2. Сковородко П. А., Шарафутдинов Р. Г. Вращательная релаксация в переходном режиме свободных струй азота. — ПМТФ, 1981, № 6.
3. Rabitz H., Lam S.-H. Rotational energy relaxation in molecular hydrogen. — J. Chem. Phys., 1975, v. 63, N 8.
4. Варгин А. Н., Ганина Н. А. и др. Расчет вероятностей вращательных переходов молекул с потенциалом Морзе. — ПМТФ, 1981, № 3.
5. Дубровский Г. В., Кондратенко А. В. Модели взаимодействия и релаксации вращающихся и колеблющихся молекул. — ЖТФ, 1981, т. 51, № 2.
6. Карелов Н. В., Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Эффект заселения верхних вращательных уровней в процессе свободного расширения газа с кластерами. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, вып. 1.

Поступила 10/IV 1985 г.

УДК 539.196.5

КВАЗИРАВНОВЕСНАЯ МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ СВЯЗАННЫХ МОД МОЛЕКУЛ CO_2

Р. Ш. Исламов
(Москва)

Корректный учет влияния ангармоничности в колебательном спектре CO_2 на распределение молекул по уровням в неравновесных условиях при существенном отклонении колебательной температуры от газовой стал особенно актуален в связи с получением генерации на ряде длинноволновых переходов молекул CO_2 [1, 2]. Сдвиги уровней связанных мод (симметрической и деформационной) обусловлены главным образом резонансом Ферми и могут достигать значительной величины, сопоставимой с температурой газа уже у нижних уровней. В [3] выяснены основные особенности