

О РОЛИ ПРОЦЕССОВ НЕРЕЗОНАНСНОГО ОБМЕНА
В ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЛАЗЕРАХ

А. С. Бирюков, Л. А. Шеленин

(Москва)

Исследована роль процессов нерезонансного колебательного обмена в газодинамических лазерах. Выяснены условия, при которых эти процессы определяют кинетику заселенностей колебательных уровней. Подробно рассмотрены релаксация в смесях $\text{CO}-\text{N}_2$ и CO_2-HCl . Показано, что начальные давления могут быть значительными. Использование химических реакций в расширяющихся потоках газа позволяет еще более увеличить их.

В работах [1-3] было показано, что нерезонансный колебательный обмен играет важную роль в химических и электроразрядных лазерах, а также в процессе неравновесной диссоциации. Его учет существен и в газодинамических лазерах; при разлете газовых смесей процессы нерезонансного обмена приводят к заметному перераспределению заселенностей колебательных уровней и изменению эффективных времен релаксации. Так, согласно [2] в смеси газов, молекулы которых представляют собой гармонические осцилляторы с различными колебательными квантами E_A и E_B , при быстром охлаждении газа эффективное время релаксации энергии осциллятора с меньшим квантом E_B из-за нерезонансного обмена может существенно увеличиться в зависимости от соотношения скоростей охлаждения и колебательно-поступательной $V-T$ -релаксации.

В данной работе рассматриваются возможности газодинамических лазеров, связанные с адекватным учетом нерезонансного обмена. Для анализа кинетики процессов воспользуемся системой уравнений баланса колебательных энергий для смеси газов, молекулы которых моделируются двумя типами гармонических осцилляторов. В каждой из компонент предполагается наличие больцмановского распределения заселенностей по уровням со своей колебательной температурой (общий случай таких уравнений и пределы их применимости рассмотрены в [4]).

Газодинамический лазер моделируется длинной узкой щелью полушириной R_0 , через которую исследуемая смесь газов истекает в пустоту из резервуара большого объема так, чтобы разлет от щели был ограничен плоским почти параллельным каналом (модель плоского сопла с критическим сечением шириной $2 R_0$ и небольшим углом раскрытия). Течение в канале предполагается установившимся, что справедливо для времен t , удовлетворяющих условию $t_1 \gg t \gg t_2$. Здесь t_2 — время прохода фронта бегущей волны от щели до рассматриваемой точки; t_1 — время существенного изменения параметров газа (начального давления P_0 и температуры T_0) в резервуаре. Для рассматриваемого одномерного случая истечения среды в вакуум при больших t плотность падает по закону $N \sim t^{-1}$ [5]; в сечении щели $N = N_0 = P_0/kT_0$.

Распределение плотности можно аппроксимировать приближенной зависимостью

$$N = N_0 R_0 / (R_0 + v_0 t) \quad (v_0 = c_0 \sqrt{2/(\gamma - 1)})$$

где v_0 — максимально возможная скорость движения газа при установившемся истечении в пустоту, c_0 — скорость звука в невозмущенном газе (при P_0, T_0), γ — показатель адиабаты. Приведенное выражение довольно точно отражает изменение плотности на больших расстояниях ($x \geq 10 R_0$) от щели, а вблизи нее отличается от точных значений в 2—3 раза [5] и является удовлетворительной аппроксимацией при рассмотрении кинетики образования инверсии на колебательных уровнях молекул. Обычно газодинамические лазеры характеризуются значениями $R_0 \sim 0.1$ см, тогда как инверсия в них возникает на расстоянии $x \geq 2$ см от щели; при этом колебательные степени свободы молекул газа практически еще находятся в равновесии с поступательными вплоть до $x \sim 1$ см. Для двумерного случая истечения газа из щели в вакуум (без ограничительного плоскопараллельного канала) получается более резкое изменение параметров смеси (плотности, скорости, температуры), однако качественный ход получаемых ниже результатов не изменится.

В предположении, что молекулы A могут образовываться в результате химических реакций, для выбранной модели истечения система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned}
 (1) \quad \frac{d\varepsilon_A}{dt} &= -\frac{\varepsilon_A - \varepsilon_{0A}}{\tau_{VT}^A} - Q_{10}^{01} N_B \left[\varepsilon_A (\varepsilon_B + 1) \exp\left(\frac{E_A - E_B}{T}\right) - \right. \\
 &\quad \left. - \varepsilon_B (\varepsilon_A + 1) \right] + (\chi - \varepsilon_A) \frac{1}{N_A} \left(\frac{dN_A}{dt} \right)_* \\
 \frac{d\varepsilon_B}{dt} &= -\frac{\varepsilon_B - \varepsilon_{0B}}{\tau_{VT}^B} + Q_{10}^{01} N_A \left[\varepsilon_A (\varepsilon_B + 1) \exp\left(\frac{E_A - E_B}{T}\right) - \right. \\
 &\quad \left. - \varepsilon_B (\varepsilon_A + 1) \right] \\
 \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) \left(\frac{v_0 T}{R_0 + v_0 t} - \frac{W}{k} \right) \\
 (\varepsilon_i &= r_i x_i / (1 - x_i), \varepsilon_{0i} = r_i x_{0i} / (1 - x_{0i}), x_i = \exp(-E_i / T_i), \\
 x_{0i} &= \exp(-E_i / T), [\tau_{VT}^{(i)}]^{-1} = (P_{10}^{iB} N_B + P_{10}^{iA} N_A) (1 - x_{0i}))
 \end{aligned}$$

Здесь r_i — кратность вырождения осциллятора; Q_{10}^{01} — константа скорости процесса одноквантового обмена между осцилляторами A и B ; $[\tau_{VT}^{(i)}]$ — время колебательно-поступательной релаксации осциллятора; $(dN_A / dt)_*$ — скорость изменения плотности молекул A в результате химических реакций, χ — доля энергии химической реакции, которая идет в колебательные степени, выраженная в количестве квантов E_A , на одну молекулу A ; величина W определяет влияние колебательной релаксации и химических реакций на изменение газовой температуры.

Вообще говоря, скорость разлета в установившемся режиме истечения меньше скорости движения передних слоев газа v_0 . Однако это отличие, существенное в нестационарном случае, не играет большой роли в кинетике образования инверсной заселенности в установившемся режиме.

Скорость обмена квантами между A и B ($V - V$ -обмен) обычно превышает скорости любых процессов, определяющих заселенности уровней. При этом в системе устанавливается квазистационарное распределение, которое «следит» за $V - T$ и другими более медленными, чем $V - V$ процессами, а колебательные энергии связаны соотношением [2]

$$(2) \quad \varepsilon_A = \frac{\varepsilon_B}{(\varepsilon_B + 1) \exp(\Delta E / T) - \varepsilon_B}$$

Если $T_B \lesssim E_B$ и $E_A > E_B$, то, используя (1) и (2), получим уравнение для изменения ε_B в виде [2]

$$(3) \quad \frac{d\varepsilon_B}{dt} = -\frac{\varepsilon_B - \varepsilon_{0B}}{\alpha} \left(\frac{1}{\tau_{VT}^B} + \frac{\alpha - 1}{\tau_{VT}^A} \right) - \frac{\varepsilon_B}{\alpha} \left[\frac{(\alpha - 1) \Delta E}{T^2} \frac{dT}{dt} - \right. \\ \left. - \left(\frac{\chi}{\varepsilon_B} - \exp(-\Delta E/T) \right) \left(\frac{d\beta_A}{dt} \right)_* \right] \\ (\alpha = 1 + \beta_A \exp(-\Delta E/T), \beta_A = N_A / N_B)$$

В области применимости (3) охлаждение газа при $\Delta E > 0$ и химические реакции с образованием колебательно-возбужденных молекул A увеличивают эффективное время релаксации τ . При этом необходимо выполнение условия $\chi > \varepsilon_B \exp(-\Delta E/T) \sim 10^{-1}$ (для $E_B \sim 3000^\circ \text{K}$, $\Delta E \sim 500^\circ \text{K}$, $T \sim 1500^\circ \text{K}$). Если же образуются невозбужденные молекулы ($\chi = 0$) или недостаточно возбужденные, то энергия, приходящаяся на одну частицу, падает, перераспределяясь между вновь образующимися, и колебательная температура T_B становится меньше.

Изменение τ происходит и при смешивании двух нереагирующих газов. Так, если положить для простоты $\Delta E = 0$, то при $\tau_{VT}^A > \tau_{VT}^B$ будем иметь $\tau < \tau_{VT}^B$ и наоборот.

Выясним условия, при которых нерезонансный обмен играет существенную роль в работе газодинамического лазера. Из системы (1) следует, что квазистационарное распределение (2) имеет место при выполнении соотношения

$$(4) \quad \frac{1}{\varepsilon_i} \left| \frac{d\varepsilon_i}{dt} \right| + \frac{1}{\tau_{VT}^{(i)}} + \left| \frac{1}{\tau_1} \right| \ll \frac{1}{\tau_{VV}} \\ \left(i = B, A; \tau_1^{-1} = \frac{1}{N_A} \left(\frac{dN_A}{dt} \right)_*; \tau_{VV}^{-1} = Q_{10}^{01} \min(N_A, N_B) \right)$$

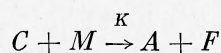
Обычно с целью увеличения нерезонансной накачки в молекулу B используют $\beta_A > 1$, поэтому $\tau_{VV}^{-1} = Q_{10}^{01} N_B$. Для большинства реальных смесей в широком интервале температур, как правило, хорошо выполняется условие $(\tau_{VV}/\tau_{VT}) \ll 1$. Преобразуем первый член в левой части соотношения (4)

$$\frac{1}{\varepsilon_i} \left| \frac{d\varepsilon_i}{dt} \right| = \frac{1}{\varepsilon_i} \left| \frac{T}{\tau_2} \frac{d\varepsilon_i}{dT} \right| = \frac{r_i + \varepsilon_i}{r_i} \frac{E_i}{T_i} \frac{T}{T_i} \left| \frac{1}{\tau_2} \frac{dT_i}{dT} \right| \sim \left| \frac{1}{\tau_2} \right| \\ \left(\tau_2 = \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \right)^{-1} \right)$$

Здесь τ_2 — характерное время охлаждения газа. Условие (4) примет вид

$$(5) \quad \frac{1}{T} \left| \frac{dT}{dt} \right| + \frac{1}{N_A} \left(\frac{dN_A}{dt} \right)_* \ll Q_{10}^{01} N_B$$

Для модели адиабатического расширения газа в пустоту в пренебрежении членом W/k в (1) и в случае химической реакции, протекающей по схеме



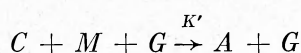
получим

$$\frac{v_0(\gamma-1)}{R_0} + \frac{K}{\beta_A} \frac{N_C^\circ N_M^\circ}{N_B^\circ} \ll Q_{10}^{01} N_E^\circ$$

где K — константа скорости химической реакции, N_C° и N_M° — начальные плотности исходных веществ. Таким образом, уравнение (3) применимо в той области температур и плотностей, где выполняется условие

$$(6) \quad N_B^\circ \gg \max \left\{ \frac{v_0(\gamma-1)}{R_0 Q_{10}^{01}}, \sqrt{\frac{K N_C^\circ N_M^\circ}{\beta_A Q_{10}^{01}}} \right\}$$

Аналогичное соотношение получается и в том случае, когда реакция идет через тройные соударения (большие начальные плотности)



При этом скорость реакции равна $K' N_C N_M N_G$ (в случае бинарной реакции было $K N_C N_M$), и при начальных плотностях, больших $10^{20} \div 10^{21} \text{ см}^{-3}$, условие типа (6) может не выполняться (а следовательно, станет неприменимо (3)).

В то же время для эффективного использования механизма нерезонансного обмена необходимо, чтобы соответствующий приток энергии в молекулу B был не меньше оттока ее за счет $V-T$ -релаксации. Тогда из уравнения (3) получим

$$(7) \quad \frac{1}{\tau_{VT}^B} + \frac{\alpha-1}{\tau_{VT}^A} \leq \frac{\beta_A \Delta E}{T^2} \left| \frac{dT}{dt} \right| + \left(\frac{d\beta_A}{dt} \right)_*$$

или

$$\max \{N_A P_{10}^A, N_B P_{10}^B\} \leq \frac{1}{T} \left| \frac{dT}{dt} \right| \frac{\Delta E}{T} + \frac{1}{\beta_A} \left(\frac{d\beta_A}{dt} \right)_*$$

Допустим, что $\max \{N_A P_{10}^A, N_B P_{10}^B\} = N_B P_{10}^B$, тогда в данной модели изменения газодинамических параметров получим, что при

$$(8) \quad N_B^\circ \leq \min \left\{ \frac{v_0(\gamma-1)}{R_0 P_{10}^B} \frac{\Delta E}{T}, \sqrt{\frac{K N_C^\circ N_M^\circ}{\beta_A P_{10}^B}} \right\}$$

условие (7) всегда выполняется.

Рассмотрим случай, когда химические реакции отсутствуют. При этом

$$(9) \quad \frac{1}{Q_{10}^{01}} \ll \frac{N_B^\circ R_0}{v_0(\gamma-1)} \leq \frac{\Delta E}{T} \frac{1}{P_{10}^B}$$

Если $\Delta E \approx 0$, то идет обычный процесс $V-T$ -релаксации системы $A+B$ с характерным временем

$$\tau = \alpha \left(\frac{1}{\tau_{VT}^B} + \frac{\alpha-1}{\tau_{VT}^A} \right)^{-1}$$

В условиях (9) и для $\Delta E \sim E_i/2$ релаксация настолько замедляется, что возможен рост T_B , величина которого определяется скоростью $V-T$ -переходов.

При учете нерезонансного обмена релаксационные процессы и эффективность газодинамического лазера сильно зависят от конкретных сме-

сей и конкретных условий. Характерные особенности будут рассмотрены ниже на примере двух смесей $\text{CO}-\text{N}_2$ и CO_2-HCl .

Рассмотрим сначала смесь $\text{CO}-\text{N}_2$ и применим уравнение (3) для описания хода колебательной температуры в CO . Как следует из [6], скорость V — V -обмена между CO и N_2 не очень высока, однако она выше скоростей V — T -процессов. Поэтому до некоторой стадии охлаждения уравнение (3) оказывается применимым.

Для решения (3) необходимо иметь аналитическое выражение для вероятностей P_{10} , входящих в τ_{VT} . В [7] показано, что для двух атомных молекул неплохое согласие с экспериментом дает выражение вида

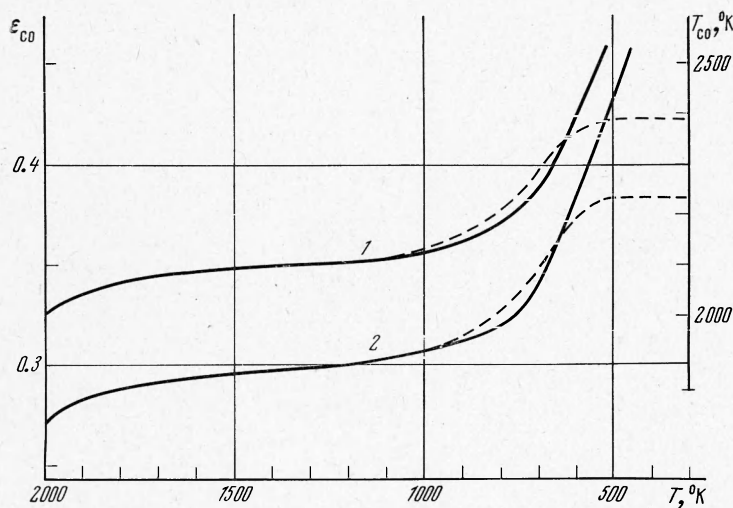
$$(10) \quad P_{10} = AT \exp(-BT^{-1/3})$$

где A и B — постоянные, зависящие для данной пары сталкивающихся молекул от дефекта энергии и приведенной массы столкновения μ . Так как в рассматриваемом случае μ для всех трех пар (N_2-N_2 , N_2-CO и $\text{CO}-\text{CO}$) одинакова, то $P_{10}^{\text{N}_2-\text{N}_2} = P_{10}^{\text{N}_2-\text{CO}}$ и $P_{10}^{\text{CO}-\text{N}_2} = P_{10}^{\text{CO}-\text{CO}}$. Времена релаксации τ_{VT} , таким образом, имеют вид

$$(11) \quad (\tau_{VT}^{\text{CO}})^{-1} = T_0 N_{\text{CO}}^{\circ} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} (1 + \beta_{\text{N}_2}) A_1 \exp(-B_1 T^{-1/3})$$

$$(\tau_{VT}^{\text{N}_2})^{-1} = T_0 N_{\text{CO}}^{\circ} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} (1 + \beta_{\text{N}_2}) A_2 \exp(-B_2 T^{-1/3})$$

В принятой модели охлаждения, используя (11), уравнение (3) можно проинтегрировать в предположении слабой зависимости $(\alpha - 1) / \alpha$ от



Фиг. 1

температуры. Результат интегрирования приведен на фиг. 1, где представлены зависимости колебательной температуры T_{CO} и среднего запаса колебательных квантов ϵ_{CO} , приходящегося на одну молекулу CO , от газовой температуры для расширяющейся в вакуум смеси $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:10$ (результаты приведены для $T_0 = 2000^\circ \text{K}$, $R_0 N_{\text{CO}}^{\circ} = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, $A_1 = 4 \cdot 10^{-12}$, $A_2 = 7.8 \cdot 10^{-12}$, $B_1 = 195.2$, $B_2 = 217.8$). Видно, что запас колебательной энергии (α следовательно, и T_{CO}) растет с падением газовой температуры, в то время как в чистом CO такого эффекта нет. Этот рост обусловлен наличием процесса нерезонансного обмена, который при сла-

бой $V - T$ -релаксации системы $\text{CO}-\text{N}_2$ ведет к возникновению значительного отрыва колебательной температуры от газовой. В реальном же случае безграничного роста T_{CO} не будет, так как, начиная с некоторой температуры газа (в данном случае с $\sim 800^\circ \text{K}$), не выполняется условие (6) и уравнение (3) нельзя использовать для меньших T . При таких температурах роль столкновений настолько слаба, что колебательные энергии в обеих молекулах больше не меняются и выходят на «замороженные» значения (пунктирные кривые на фиг. 1).

При повышении N_{CO} до значений порядка 10^{22} см^{-3} значительно расширяется область применимости (3) в сторону более низких температур, и можно получить большие значения «замороженных» T_{CO}^* (ср. фиг. 1). Такие большие величины начальных плотностей оказываются возможными для смеси $\text{CO}-\text{N}_2$ ввиду очень малой скорости $V - T$ -релаксации (см. (9)). Следует отметить, что при плотностях $> 10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ определенную роль в колебательной релаксации могут играть тройные соударения. Однако этот вопрос еще не изучен и нет сведений о сечениях процессов. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными работ [8,9]. Так, в [8] получено соотношение (2) и для смеси $\text{CO}-\text{N}_2$ приведены экспериментальные зависимости колебательных температур в N_2 и CO от начальных газодинамических параметров, из которых видно, что для смесей с большими β_{N_2} T_{CO}^* может сильно превысить T_0 . В [9] получена генерация на CO в смеси $\text{CO}-\text{N}_2$. При этом использовались $T_0 \sim 2000^\circ \text{K}$ и $P_0 \sim 100-250 \text{ атм}$, что находится в соответствии с соотношением (9).

Применим ту же схему рассмотрения для смеси CO_2-HCl . Будем полагать, что температуры деформационного и симметрического колебаний CO_2 близки к газовой, что заведомо справедливо при высоких T , когда скорости релаксации велики. Таким образом, как и раньше будут рассматриваться два осциллятора — асимметрическое колебание CO_2 и молекула HCl . Как известно [10], HCl релаксирует довольно интенсивно, однако $V - V$ -обмен и в этом случае происходит быстрее [11]. Поэтому может быть использовано уравнение (3); время $\tau_{VT}^{\text{CO}_2}$ соответствует времени ухода энергии асимметрической моды во все остальные колебания CO_2 . Аналитические выражения для $P_{10}^{\text{HCl}-\text{HCl}}$ и $P_{10}^{\text{CO}_2-\text{CO}_2}$ получаем на основании экспериментальных данных [12] в виде (10) и предполагаем, что $P_{10}^{\text{CO}_2-\text{CO}_2} \approx P_{10}^{\text{CO}_2-\text{HCl}}$, $P_{10}^{\text{HCl}-\text{CO}_2} \approx 4P_{10}^{\text{HCl}-\text{HCl}}$ [11]. В интервале температур $700-2000^\circ \text{K}$ из [10] имеем

$$P_{10}^{\text{HCl}-\text{HCl}} = 7.2 \cdot 10^{-14} T \exp(-58.3 T^{-1/3}) \text{ см}^3/\text{сек}$$

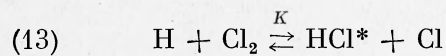
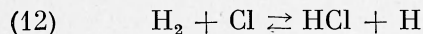
а для CO_2 из [12]

$$P_{10}^{\text{CO}_2-\text{CO}_2} = 1.2 \cdot 10^{-14} T \exp(-38.3 T^{-1/3}) \text{ см}^3/\text{сек}$$

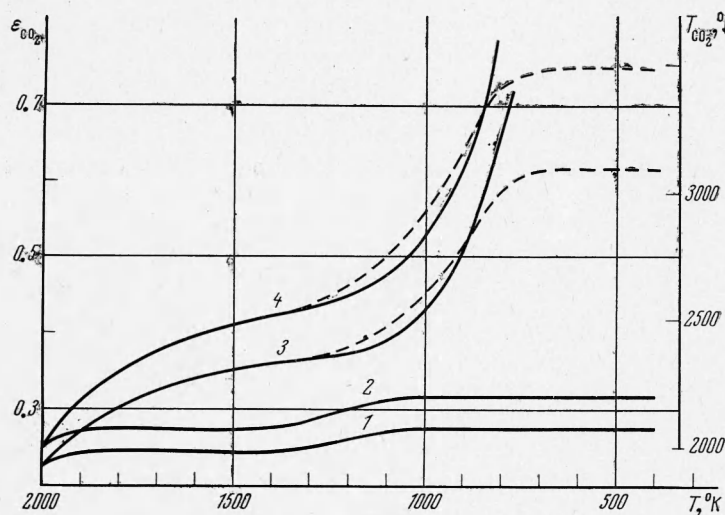
Подставляя эти выражения в (3) и интегрируя, получим $\varepsilon_{\text{CO}_2}$ как функцию газовой температуры (фиг. 2, кривая 1; результат приведен для смеси $\text{CO}_2 : \text{HCl} = 1 : 10$, $T_0 = 2000^\circ \text{K}$, $R_0 = 0.1 \text{ см}$, $N_{\text{CO}_2} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Видно слабое возрастание T_{CO_2} (кривая 2), чего нет в чистом газе. Однако ввиду относительно высокой скорости $V - T$ -релаксации рост колебательной температуры невелик, а при увеличении параметра $R_0 N_{\text{CO}_2}$ выше $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ рост отсутствует и T_{CO_2} падает до $T_{\text{CO}_2}^*$, значение которой определяется конкретной величиной $R_0 N_{\text{CO}_2}$.

Более эффективно нерезонансный обмен «работает», если колебательно-возбужденные молекулы HCl образуются в результате химической реак-

ции, к наиболее важным звеньям которой можно отнести процессы



Предположим, что условия для эффективного образования атомарного хлора созданы (например, с помощью ультрафиолетового излучения, разрушающего Cl_2). При этом интенсивно идет реакция (12) с образованием



Фиг. 2

H , необходимого для (13), так что концентрации H и Cl_2 можно считать слабо зависящими от температуры. В этом случае равновесие реакции (13) смещено вправо и уравнение, определяющее изменение плотности HCl^* , примет простой вид

$$(14) \quad \left(\frac{dN_{\text{HCl}}}{dt} \right)_* = N_{\text{H}}^{\circ} N_{\text{Cl}_2}^{\circ} K \left(\frac{R_0}{R_0 + v_0 t} \right)^2$$

В температурном интервале $700-2000^{\circ}\text{K}$ константа скорости реакции (13) хорошо аппроксимируется постоянной $K = 2.8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$. В этих предположениях получим

$$(15) \quad N_{\text{HCl}}(t) = \left[N_{\text{HCl}}^{\circ} + \frac{N_{\text{H}}^{\circ} N_{\text{Cl}_2}^{\circ} K R_0}{v_0} \left(1 - \frac{R_0}{R_0 + v_0 t} \right) \right] \frac{R_0}{R_0 + v_0 t}$$

$$\beta_{\text{HCl}} = \beta_{\text{HCl}}^{\circ} + \frac{D R_0}{v_0} \left(1 - \frac{R_0}{R_0 + v_0 t} \right)$$

$$(16) \quad \left(\frac{d\beta_{\text{HCl}}}{dt} \right)_* = D \left(\frac{R_0}{R_0 + v_0 t} \right)^2 \quad (D = N_{\text{H}}^{\circ} N_{\text{Cl}_2}^{\circ} K / N_{\text{CO}_2}^{\circ})$$

Подставляя (15), (16) в (3) и интегрируя по температуре, получим результат, приведенный на фиг. 2 (кривые 3, 4; вычисления проведены для смеси с $\beta_{\text{HCl}} = 10$ при $T_0 = 2000^{\circ}\text{K}$, $R_0 = 0.1 \text{ см}$, $N_{\text{CO}_2}^{\circ} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $\chi = 0.2$, $D = 2 \cdot 10^7$). При этом, так же как и в случае смеси $\text{CO}-\text{N}_2$, рост колебательной температуры за счет нерезонансного обмена ограничен растущей величиной τ_{VV} (пунктирные кривые на фиг. 2). Повышение началь-

ной плотности $N_{\text{CO}_2}^{\circ}$ ведет к падению $T_{\text{CO}_2}^*$. Однако в данном случае эта плотность может быть в 5—10 раз выше, чем в отсутствие химической реакции. Так, при $R_0 N_{\text{CO}_2}^{\circ} \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ роста колебательной температуры нет, но значение $T_{\text{CO}_2}^* \sim T_0$ достаточно высоко для получения инверсной заселенности между разными колебательными модами. При $R_0 N_{\text{CO}_2}^{\circ} \gtrsim 10^{19} \text{ см}^{-2}$ инверсия уже отсутствует и для ее возникновения необходимо повысить интенсивность химической реакции (например, увеличивая параметр D).

Следует отметить, что в данном случае, когда реакция протекает с участием атомарного и молекулярного водорода, которые могут ускорить также и колебательную релаксацию, значение $T_{\text{CO}_2}^*$ будет несколько ниже приведенной на фиг. 2 величины. Однако квазиравновесное значение плотности этих компонент мало, так как они участвуют в цепочке реакций, и соответствующие поправки невелики.

Таким образом, в работе установлены пределы применимости (3), указана область изменения параметров, в которой эффективно «работает» механизм нерезонансного обмена, причем в ряде случаев она допускает весьма высокие начальные давления. Использование химических реакций в расширяющихся потоках газа позволяет еще больше повысить плотности. На основании полученных соотношений можно подбирать смеси молекул, для которых основным механизмом, определяющим колебательную температуру, является нерезонансный обмен (при этом, конечно, необходимо знание вероятностей P и Q).

Авторы благодарны Б. Ф. Гордиец за обсуждение и полезные советы.

Поступила 28 XI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетика колебательного обмена в молекулах. Усиление излучения в галогеноводородах при электрической и химической накачках. ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 8, стр. 615.
2. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Кинетика нерезонансного колебательного обмена и молекулярные лазеры. ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 1, стр. 102.
3. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Шелепин Л. А. Процессы неравновесной диссоциации и молекулярные лазеры. ЖЭТФ, 1971, т. 61, вып. 2, стр. 562.
4. Бирюков А. С., Гордиец Б. Ф. Кинетические уравнения релаксации колебательной энергии в смеси многоатомных газов. ПМТФ, 1972, № 6, стр. 29.
5. Станюкович К. П. Неустойчивые движения сплошной среды. М., 1955.
6. Zittel P. F., Moore C. B. Vibration-to-vibration energy transfer in $\text{N}_2\text{—CO}$. Appl. Phys. Letter, 1972, vol. 21, No. 3, p. 81.
7. Millikan R. C., White D. R. Systematics of vibrational relaxation. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 12, p. 3209.
8. Teare J. D., Taylor R. L., Von Rosenberg C. W. Observations of vibration-vibration energy pumping between diatomic molecules. Nature, 1970, vol. 225, No. 5229, p. 240.
9. McKenzie R. L. Laser power at 5 μm from the supersonic expansion of Carbon monoxide. Appl. Phys. Letter., 1970, vol. 17, No. 10, p. 462.
10. Breshears W. D., Bird P. F. Densitometric-measurement of the vibrational relaxation of HCl and DCl in shock waves. J. Chem. Phys., 1969, vol. 50, No. 1, p. 26.
11. Hao-Lin Chen, Stephenson J. C., Moore C. B. Laser-Excited Vibrational Fluorescence of HCl— CO_2 Laser. Chem. Phys. Lett., 1968, vol. 2, № 8, p. 593.
12. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of Vibrational Relaxation Data for Processes Important in the $\text{CO}_2\text{—N}_2$ Laser System. Rev. Mod. Phys., 1969, vol. 41, № 1, p. 26.
13. Гордон Е. Б., Додонов А. Ф., Лавровская Г. Л., Морозов И. И., Пономарев А. Н., Тальрозе В. Л. Международный симпозиум по химическим квантовым генераторам М., 1969.