

2. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 336.
3. А. Г. Мержанов. Вестн. АН СССР, 1976, 10.
4. Т. С. Азатын, В. М. Мальцев и др. ФГВ, 1974, 10, 3.
5. Т. С. Азатын, В. М. Мальцев, В. А. Селезнев. ФГВ, 1976, 12, 2.
6. Т. С. Азатын, В. М. Мальцев и др. ФГВ, 1977, 13, 2.
7. А. А. Зенин. Канд. дис. ИХФ АН СССР, 1962.
8. А. А. Зенин. ПМТФ, 1963, 5.
9. А. А. Зенин. Докт. дис., ИХФ АН СССР, 1976.
10. А. А. Зенин. ФГВ, 1966, 2, 1; 1966, 2, 3.
11. В. М. Маслов, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1978, 14, 5.
12. С. С. Мамян, А. Г. Мержанов. Термодинамический анализ возможности получения диборидов нескольких металлов из элементов, окислов и галогенидов в режиме горения. Препринт ИХФ АН СССР, Черногловка, 1978.
13. И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1974, 10, 1.
14. Р. П. Юрчак, А. В. Хромов. Заводская лаборатория, 1978, 5.
15. А. Миснар. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М., Мир, 1968.
16. А. П. Алдушин, А. Г. Мержанов, Б. И. Хайкин. Докл. АН СССР, 1972, 204, 5.
17. Б. И. Хайкин. Докт. дис. ОИХФ АН СССР, 1979.
18. Б. И. Хайкин.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Под ред. А. Г. Мержанова, Черногловка, 1975.
19. В. М. Шкиро, И. П. Боровинская. ФГВ, 1976, 12, 6.
20. А. Г. Merzhanov. Fourth Symposium on chemical problems connected with the stability of explosives Mölle, Sweden, May, 31 June, 1976.
21. Г. В. Самсонов, И. М. Вилицкий. Тугоплавкие соединения. Справочник. М., Металлургия, 1976.
22. А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1977, 233, 6.
23. Н. П. Новиков, И. П. Боровинская, А. Г. Мержанов.— В сб.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черногловка, 1975.

## К РАСЧЕТУ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ ДВУХАТОМНЫХ ГАЗОВ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ ЗА ОТРАЖЕННОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

А. А. Куликовский, И. М. Набоко  
(Москва)

Колебательная релаксация двухатомных газов — объект пристального внимания исследователей. Широкое использование экспериментов на ударных трубах позволило определить важнейшие макроскопические характеристики таких двухатомных газов, как  $N_2$ ,  $CO$ ,  $NO$ , детально исследовать процессы  $V-V$ - и  $V-T$ -обмена, что в свою очередь привело к широкому использованию этих газов в создании рабочих смесей для ГДЛ, использованию их в качестве «индикаторов» в экспериментах и т. п.

До настоящего времени в экспериментах на ударных трубах важнейшими макроскопическими параметрами являются колебательная температура и время релаксации, точность определения которых в значительной степени определяет достоверность получаемых при обработке результатов. Эксперименты проводятся либо в чистых двухатомных газах, либо в режиме «тепловой ванны», причем концентрация релаксирующего газа в инертном достигает 50% ( $33\% N_2 + 67\% Ar$  в [1],  $50\% N_2 + 50\% Ar$  в [2]).

Ниже показано, что обработка таких экспериментов в предположении о постоянстве поступательно-вращательной температуры газа может приводить к искажению получаемых результатов, и представлена простая модель, позволяющая учитывать влияние неизотермичности на

кинетику колебательной релаксации в условиях экспериментов на ударных трубах.

Рассмотрим колебательную релаксацию двухатомного газа в приближении гармонического осциллятора. Будем считать, что вращательные степени свободы находятся в равновесии с поступательными, так что вклад вращательной энергии в энтальпию составляет  $RT$ . Запишем энтальпию двухатомного газа в виде

$$h = (1 + \beta)RT + \varepsilon_k, \quad (1)$$

где  $\beta = 5/2$  — коэффициент, учитывающий число степеней свободы двухатомного газа;  $T$  — поступательно-вращательная температура системы;  $R$  — газовая постоянная;  $\varepsilon_k$  — колебательная энергия системы. Предполагая отсутствие теплообмена со стенками ударной трубы, получим  $h = \text{const} = \bar{h} - (1 + \beta)RT + \bar{\varepsilon}$ , где черта над буквой означает равновесное значение величины.

В работе [3] получена следующая полуэмпирическая формула, связывающая время колебательной релаксации с поступательно-вращательной температурой (координаты Ландау — Теллера),

$$\ln(p\tau) = 1,16 \cdot 10^{-3} \sqrt{\mu} \Theta^{4/3} (T^{-1/3} - 0,015\mu^{1/4}) - 18,42. \quad (2)$$

Здесь  $\mu$  — приведенная масса сталкивающихся частиц в атомных единицах;  $\Theta$  — характеристическая температура молекул релаксирующего газа;  $p$  — давление в атм. Здесь не учитываются поправки на ангармоничность колебаний [4]. Записывая соотношение (2) для произвольного момента в релаксационном процессе и для равновесия, а также учитывая, что давление за отраженной ударной волной не меняется в процессе колебательной релаксации, получим

$$\ln(\tau/\bar{\tau}) = K_0(T^{-1/3} - \bar{T}^{-1/3}), \quad (3)$$

где  $K_0 = 1,16 \cdot 10^{-3} \sqrt{\mu} \Theta^{4/3}$ . Уравнение релаксации колебательной энергии газа запишем в обычном виде

$$d\varepsilon/dt = (\bar{\varepsilon} - \varepsilon_k)/\tau. \quad (4)$$

Система уравнений (1)–(4) замыкается уравнением для «текущей равновесной» энергии газа

$$\bar{\varepsilon} = R\Theta \cdot 1/(e^{\theta/T} - 1). \quad (5)$$

Соотношение (5) справедливо, если в газе имеет место больцмановское распределение заселенностей по колебательным уровням. Хорошо известно, что в системе гармонических осцилляторов время установления больцмановского распределения  $\tau_B \ll \tau$ , так что на любой стадии отклонения от равновесия (5) выполняется с большой точностью. Таким образом, процесс колебательной релаксации в неизотермических условиях моделируется процессом изотермической релаксации, но с переменным значением текущей равновесной энергии.

Введем безразмерные переменные

$$H = h/R\Theta, \quad E = \varepsilon/R\Theta, \quad E_k = \varepsilon_k/R\Theta,$$

$$X = T/\Theta, \quad X_k = T_k/\Theta, \quad \xi = \tau/\bar{\tau}, \quad \varphi = t/\bar{\tau}.$$

Выражая  $X$  через  $H$  и  $E_k$  по (1) и подставляя (3) и (5) в (4), получим

$$\frac{dE_k}{d\varphi} = \frac{\left[ \exp\left(\frac{1+\beta}{H-E_k}\right) - 1 \right]^{-1} - E_k}{\exp\left\{ K \left[ \left(\frac{H-E_k}{1+\beta}\right)^{-1/3} - \bar{X}^{-1/3} \right] \right\}}, \quad (6)$$

где  $K = K_0 \cdot \Theta^{-1/3}$ . Интегрируя (6), с учетом начального условия  $E_k(0) = E_0$  получим искомую связь  $\varphi$  и  $E_k$

$$\varphi = \int_{E_0}^{E_k} \frac{\exp \left\{ K \left[ \left( \frac{H-y}{1+\beta} \right)^{-1/3} - \bar{X}^{-1/3} \right] \right\}}{\left[ \exp \left( \frac{1+\beta}{H-y} \right) - 1 \right]^{-1} - y} dy. \quad (7)$$

Таким образом, для численного расчета зависимости  $E_k(\varphi)$  надо задать  $T$  и  $T_0$  — равновесную и начальную колебательную температуры газа (тем самым определяются значения энтальпии и начальной энергии колебаний).

Функция  $E_k(\varphi)$  рассчитывалась численно по соотношению (7) методом Симпсона. Результаты расчета колебательной релаксации  $N_2$  представлены на рис. 1. Начальное значение колебательной энергии  $E_0$  вычислялось при  $T_0 = 300$  К в пренебрежении релаксацией за падающей ударной волной, что оправдано для  $N_2$  при равновесных температурах порядка 2000—3000 К и давлениях, близких к атмосферному. Для сравнения на рис. 1 представлен ход колебательной температуры  $N_2$ , определенный в предположении  $T = T_0 = \text{const}$ . Видно, что в интервале  $0.2 \leq \varphi \leq 1.5$  расчет по соотношению (7) дает значения  $T_k$  на 150—350 К больше, чем изотермический расчет.

На рис. 2 представлен график функции  $\xi(\varphi)$ , полученный при тех же параметрах из соотношения (3). Видно, что время релаксации монотонно растет от значения  $\tau = \tau_0$ , соответствующего  $T = 2840$  К, до  $\tau = \bar{\tau}$ , соответствующего  $T = T = 2500$  К. Таким образом, время релаксации в неизотермических условиях есть функция лабораторного времени, что необходимо учитывать при обработке экспериментов, в которых отсутствует режим «тепловой ванны» или концентрация молекул релаксирующего газа такова, что он фактически нарушается.

В заключение следует отметить следующее обстоятельство. Так как в процессе релаксации  $T \geq T_0$ , а диссоциация газа не учитывалась, то корректность вычислений в рамках данной модели обеспечивается при  $T \ll T_d$ , где  $T_d$  — температура, при которой диссоциация газа дает существенный вклад в энтальпию. Кроме того, при расчетах по приведенной выше схеме необходимо иметь в виду, что формула для определения коэффициента  $K_0$  в (3) получена в [3] при аппроксимации экспериментов, результаты которых обработаны в основном без учета неизотермичности релаксации. Поэтому при практических расчетах лучше использовать

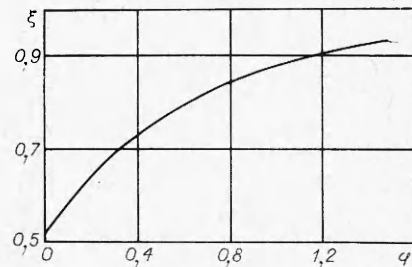
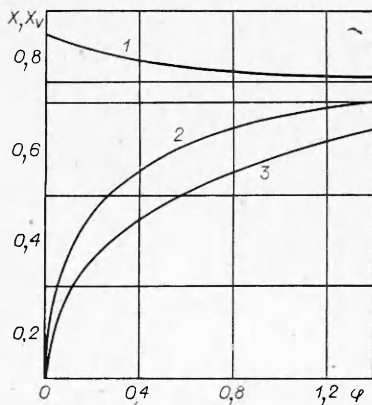


Рис. 2. Зависимость времени колебательной релаксации  $N_2$  от времени.

Рис. 1. Результаты расчета колебательной релаксации  $N_2$  по соотношению (7);  $T = 2500$  К,  $\Theta = 3354$  К,  $\beta = 2.5$ ,  $K_0 = 217.9$ ,  $T_0 = 300$  К. Момент  $\varphi = 0$  соответствует приходу отраженной ударной волны.

1 — поступательная температура; 2 — колебательная температура; 3 — колебательная температура при  $X = \text{const}$ .

аппроксимационные соотношения результатов экспериментов для каждого конкретного типа молекул (см., например [5]), что повысит надежность результатов счета по предложенной выше модели.

Поступила в редакцию  
10/VIII 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. V. Eremin, A. A. Kulikovskiy, I. M. Naboko. Chem. Phys. Lett., 1977, 45, 2, 351.
2. S. Tsuchiya, J. Suzuki. Bull. Chem. Soc. Japan, 1971, 44, 4, 901.
3. R. C. Millikan, D. R. White. J. Chem. Phys., 1963, 39, 12, 3209.
4. С. А. Лосев. ФГВ, 1973, 9, 6, 767.
5. R. L. Taylor, S. Bitterman. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 26.

### ДОЗВУКОВЫЕ РАДИАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ У ПРЕГРАДЫ В ВОЗДУХЕ

*Т. В. Лосева, И. В. Немчинов*

*(Москва)*

При взаимодействии лазерного излучения с преградой у ее поверхности возникает плазменный факел, который распространяется навстречу лазерному излучению. Впервые волны «светового горения» воздуха обнаружены в экспериментах [1], когда оптический разряд или лазерная искра развивались в режиме медленного горения, со скоростями в десятки метров в секунду при плотностях потока излучения неодимового лазера около  $10 \text{ МВт/см}^2$ . Механизмом распространения такой волны являлась обычная теплопроводность. Как показано при теоретическом анализе этого явления [2, 3], излучение плазмы в условиях [1] носит характер потерь энергии на излучение. Вместе с тем ясно, что низкие скорости распространения волн светового горения в [1] связаны с тем, что давление в плазме было близко к атмосферному из-за малого размера луча (0,1 мм) и большой длительности импульса (1 мкс). При расширении слоя плазмы в условиях геометрии, близкой к плоской, при тех же плотностях потока излучения  $q$ , что и в [1], можно ожидать гораздо больших скоростей за фронтом образующейся у преграды ударной волны (УВ) и существенного повышения давления плазмы. Для соблюдения условий плоской геометрии необходимы больший радиус луча и более короткие длительности импульса  $\tau$ , чем в [1].

Расширяющаяся горячая плазма как бы выталкивает холодный воздух, сжатый за фронтом УВ. Оценки по теории такого режима «выталкивания» [4] показали, что при  $q \approx 10 \text{ МВт/см}^2$  скорость расширения плазменного слоя составляет уже несколько километров в секунду, а величина давления — несколько десятков и даже сотен бар.

Столь сильное повышение давления над атмосферным, а соответственно и увеличение плотности плазмы делает ее оптически непрозрачной в слоях уже сравнительно небольшой толщины. Потоки излучения становятся близкими к потокам излучения черного тела при достигнутых в плазме температурах (порядка 2—4 эВ). Это меняет механизм распространения таких волн поглощения на радиационный механизм. В [5] получено численное решение задачи о распространении плоского плазменного фронта под действием радиационных эффектов. Конкретно