

ЛИТЕРАТУРА

1. Тирский А. Г., Щербак В. Г. Взаимные влияния колебательно-диссоционной релаксации при сверхзвуковом обтекании затупленных тел вязким газом // ПМТФ.— 1990.— № 6.
2. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах.— М.: Наука, 1965.
3. Щербак В. Г. Расчет неравновесного обтекания затупленных тел в рамках упрощенных моделей // Моделирование в механике.— Новосибирск, 1988.— Т. 2, № 4.
4. Treanor C. E., Marrone P. V. Effects of dissociation of the rate of vibrational relaxation // Phys. Fluids.— 1962.— V. 5, N 9.
5. Park C. Problems of rate chemistry in the flight regimes of aeroassisted orbital transfer vehicles.— N. Y., 1984.— (Pap./AIAA; N 1730).
6. Kang S. W., Dunn M. J. Hypersonic viscous shock layer with chemical nonequilibrium for spherically blunted cones // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 10.
7. Щербак В. Г. О граничных условиях на ударной волне при сверхзвуковом обтекании // ПМТФ.— 1989.— № 1.
8. Marrone P. V., Treanor C. E. Chemical relaxation with preferential dissociation from excited vibrational levels // Phys. Fluids.— 1963.— V. 6, N 10.
9. Куксенко Б. В., Лосев С. А. Возбуждение колебаний и распад двухатомных молекул при атом-молекулярных столкновениях в газе высокой температуры // ДАН СССР.— 1969.— Т. 185, № 1.
10. Лосев С. А., Генералов Н. А. К исследованию явлений возбуждения колебаний и распада молекул кислорода при высоких температурах // ДАН СССР.— 1961.— Т. 141, № 5.
11. Wray K. L., Feldman E. V., Lewis P. F. Shock tube study of the effect of vibrational energy of N_2 on the kinetics of the $O + N_2 \rightarrow NO + N$ reaction // J. Chem. Phys.— 1970.— V. 53, N 11.
12. Park C. Assessment of two-temperature kinetic model for dissociating and weakly-ionizing nitrogen.— N. Y., 1986.— (Pap./AIAA; N 1347).
13. Шкадов Л. М., Буханова Р. С., Илларионов В. Ф., Плохих В. П. Механика оптимального пространственного движения летательных аппаратов в атмосфере.— М.: Машиностроение, 1972.
14. Samac M., Vaughan A. O_2 dissociation rates in $O_2 + Ar$ mixtures // J. Chem. Phys.— 1961.— V. 34, N 2.

г. Москва

Поступила 26/III 1990 г.,
в окончательном варианте — 4/IV 1991 г.

УДК 533.6.0111.14

А. Б. Британ, В. А. Левин, А. М. Старик,
А. Н. Хмелевский

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ НЕРАВНОВЕСНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ ПО КОЛЕБАТЕЛЬНЫМ СТЕПЕНЯМ СВОБОДЫ МОЛЕКУЛЫ H_2O ПРИ РАСШИРЕНИИ ВОДЯНОГО ПАРА В СВЕРХЗВУКОВОМ СОПЛЕ

Необходимость изучения кинетики неупругих столкновений и построения моделей колебательного энергообмена в смесях, содержащих пары воды, обусловлена не только интересом к возможности получения излучения дальнего инфракрасного (ИК) и субмиллиметрового диапазона при использовании в качестве активной среды смеси (H_2O-H_2-He) [1—7] и моделирования характеристик этих лазеров, но и анализом неравновесных процессов в химически реагирующих газах ($H_2 + O_2$) с возбужденными колебательными степенями свободы и при прохождении мощного ИК-излучения через атмосферу [8, 9]. Кроме того, пары воды всегда содержатся в продуктах сгорания углеводородов в воздухе, которые используются в CO_2 -ГДЛ [10].

Изучению кинетики колебательного энергообмена в смесях на основе паров воды посвящено небольшое число экспериментальных работ. Так, в [3, 4, 11, 12] рассматривались возбуждение и последующая релаксация колебательных состояний H_2O в электрическом разряде, в [13] — неравновесное возбуждение за ударной волной, а в [14] — при воздействии

резонансного излучения. На основе результатов этих работ в [15—17] предложена модель колебательного энергообмена в смесях ($\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{O}_2$) и ($\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{He}$). Проведенные с ее использованием расчеты показали возможность формирования неравновесного распределения энергии по колебательным степеням свободы молекулы H_2O и даже получения инверсной заселенности между уровнями асимметричной (симметричной) и деформационной мод H_2O (переходы $001(100) \rightarrow 020$) при расширении водяного пара или смеси ($\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{He}$) в сверхзвуковом сопле. Однако экспериментальный анализ этой возможности до настоящего времени не проводился.

Цель данной работы — комплексное расчетно-экспериментальное исследование процессов формирования неравновесного распределения энергии по колебательным степеням свободы молекул H_2O при расширении водяного пара в сверхзвуковом сопле и уточнение разработанной ранее модели колебательного энергообмена.

1. Модель колебательного энергообмена в парах воды. Проведенный ранее [15—18] анализ показал, что для описания процессов колебательного энергообмена при расширении водяного пара в сопле или при его нагреве в ударной волне при отсутствии конденсации и образования комплексных соединений и димеров, так же как и для других многоатомных молекул (CO_2 , N_2O , CS_2 и др.), допустимо применять модель локальных колебательных температур. При этом наиболее вероятными являются следующие каналы энергообмена:

- 1) $\text{H}_2\text{O}(001) + M \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}(100) + M \quad (W_{3,1}^M)$,
- 2) $\text{H}_2\text{O}(001) + M \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}(020) + M \quad (\bar{W}_{3,2}^M)$,
- 3) $\text{H}_2\text{O}(100) + M \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}(020) + M \quad (W_{1,2}^M)$,
- 4) $\text{H}_2\text{O}(010) + M \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}(000) + M \quad (W_{2,0}^M)$.

Здесь $W_{p,k}^M$ — константы скорости внутримолекулярного обмена энергией между состояниями p и k при столкновении с частицами M ($M = \text{H}_2\text{O}$ или другие бесструктурные частицы, например He , Ar); $p, k = 1, 2, 3$ соответствуют симметричному, деформационному, асимметричному типам колебаний молекулы H_2O , а $k = 0$ — ее невозбужденному состоянию. Систему уравнений, описывающую энергообмен по выделенным каналам в рамках принятых предположений, можно представить в виде

$$(1.1) \quad \frac{d\varepsilon_1}{dt} = \frac{P}{KT} [L_{3,1}W_{3,1} - L_{1,2}W_{1,2}];$$

$$(1.2) \quad \frac{d\varepsilon_2}{dt} = \frac{P}{KT} [2L_{1,2}W_{1,2} + 2L_{3,2}W_{3,2} - L_{2,0}W_{2,0}];$$

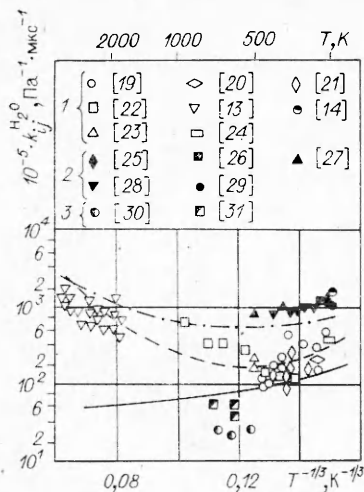
$$(1.3) \quad \frac{d\varepsilon_3}{dt} = \frac{P}{KT} [-L_{3,1}W_{3,1} - L_{3,2}W_{3,2}],$$

$$L_{p,k} = \frac{y_p^{r_p} - y_k^{r_k} \exp[(r_k \theta_k - r_p \theta_p)/T]}{\prod_{i=p,k} (1 - y_i)^{r_i}},$$

$$y_p = \exp(-\theta_p/T_p), \quad y_{p0} = \exp(-\theta_p/T),$$

$$\varepsilon_p = \frac{y_p}{1 - y_p}, \quad L_{p,0} = \frac{y_p - y_{p0}}{1 - y_p}, \quad W_{p,k} = \sum_i W_{p,k}^i j_i.$$

Здесь P, T — давление и температура газа; K — постоянная Больцмана; θ_p и T_p — характеристическая и локальная колебательные температуры моды p ($\theta_1 = 5264$ К, $\theta_2 = 2796,48$ К, $\theta_3 = 5408,6$ К); $r_{k(p)}$ — количество колебательных квантов, приобретаемых или теряемых модой $k(p)$ в процессах VV - или VT -обмена; j_i — молярная доля i -го компонента в смеси $i = (\text{H}_2\text{O}, \text{He}, \text{H}_2)$.



Р и с. 1

Остановимся подробнее на вопросе о выборе температурных зависимостей $W_{p,h}(T)$, поскольку правильное определение $W_{p,h}$ в значительной степени влияет на соответствие модели реальности. Отметим, что как теоретических, так и экспериментальных данных по исследованию кинетики колебательного энергообмена в парах воды недостаточно. Поэтому ранее в [15–18] при расчетах течения водяного пара для $W_{1,2}$, $W_{3,1}$ использовались оценочные значения. В настоящее время накоплен значительный материал лишь о величине $W_{2,0}^{H_2O}$ [13, 14, 19–31]. Измерения, проведенные в диапазоне $T = 255–2500$ К, указывают на аномально высокую по сравнению с другими трехатомными молекулами CO_2 , N_2O , CS_2 скорость VT -релаксации. Согласно [32], все экспериментальные результаты

можно разделить на три группы. В первой данные о $W_{2,0}^{H_2O}$ получены при низких парциальных давлениях паров воды либо в смеси с Ar и N_2 [13, 14, 19–24], во второй все результаты [25–29] для смесей, содержащих O_2 , а в третьей собраны результаты [30, 31], найденные при высоких давлениях водяного пара $(1 \div 2,74) \cdot 10^5$ Па (рис. 1, точки 1–3 соответственно). Было предложено [32] интерпретировать данные первой группы как процесс собственной VT -релаксации состояния $H_2O(010)$. В то же время при интерпретации результатов второй группы необходимо учитывать возможность образования возбужденных комплексов $(H_2O)_2^*$ с их последующим спонтанным распадом, ускоряющих VT -релаксацию, а для третьей группы — образование и распад димеров $(H_2O)_2$, замедляющих дезактивацию состояния $H_2O(010)$. В настоящей работе рассматриваются условия (чистые пары воды и $P < 0,1$ МПа), при которых образования комплексов $(H_2O)_2^*$ и димеров не происходит. Поэтому данные второй и третьей группы при определении зависимости $W_{20}^{H_2O}(T)$ во внимание не принимались. Как следует из [33, 34], в молекулах, содержащих атомы H и D и имеющих большой вращательный квант (H_2O , D_2O , NH_3 и др.), на процесс VT -релаксации существенное влияние может оказывать колебательно-вращательный VR -обмен, что приводит в области низких температур к существенному отличию $W_{20}(T)$ от зависимости Ландау — Тейлора. Поэтому при построении аппроксимационной зависимости $W_{20}(T)$ по экспериментам [13, 19–24] учитывалось, что при $T < T_*$ (для деформационных колебаний H_2O $T_* = 513$ К), где T_* — характерная температура [34], заметный вклад в дезактивацию $H_2O(010)$ дает резонансный VR -обмен, а при $T > T_*$ экспериментальные данные описываются зависимостью Ландау — Тейлора. При этом аппроксимационную формулу для $W_{20}^{H_2O}(T)$ можно представить в виде

$$(1.4) \quad W_{20}^{H_2O}(T) = KT 10^{8,273-99,1T^{-1/3}+408,127T^{-2/3}}, \text{ см}^3/\text{с}.$$

Отметим, что используемая в [17] аппроксимационная зависимость $W_{20}^{H_2O}(T)$ получена с учетом данных второй группы и при $T \leq 700$ К дает завышенные по сравнению с (1.4) значения (при $T = 300$ К они отличаются в 4 раза).

Экспериментальных данных о $W_{1,2}^{H_2O}$, $W_{3,2}^{H_2O}$ и $W_{1,3}^{H_2O}$ в литературе существенно меньше. Косвенное определение $W_{1,2}^{H_2O}$ и $W_{3,2}^{H_2O}$, проведенное по изменению коэффициента усиления и мощности генерации импульсно-

го электроразрядного H_2O -лазера во времени, дало $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 4,53 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ и $W_{3,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 2,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ [12]. Однако при этом неясно, к какой температуре следует отнести эти результаты (предположительно [14] в этом эксперименте $T = 600 \text{ К}$). Кроме того, анализ показывает, что указанные значения $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}$ и $W_{3,2}^{\text{H}_2\text{O}}$ при обработке результатов эксперимента могли быть существенно завышены, поскольку авторы [12] применяли упрощенную двухуровневую модель. Прямые измерения $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}$ методом лазерной флуоресценции для молекулы $\text{H}_2 \text{ } ^{18}\text{O}$ проведены в [13] при $T = 298 \text{ К}$. При обработке данных эксперимента считалось, что между состояниями $\text{H}_2\text{O}(001)$ и $\text{H}_2\text{O}(100)$ существует квазиравновесие, и рассматривалась совместная релаксация энергии мод ν_1 и ν_3 H_2O по каналу $\text{H}_2\text{O}(001, 100) + M \rightarrow \text{H}_2\text{O}(020) + M$. Было получено, что величина $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}$ меньше $W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$, также определенной в этой работе ($W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 2,2 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$, а $W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}} = (5,5 - 9,4) \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$). С учетом точности определения $W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$ имеем $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 0,293 W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$. Значение $W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$, измеренное в [14], превышает константу скорости $V T$ -релаксации состояния $\text{H}_2\text{O}(010)$, полученную другими авторами и даваемую аппроксимационной формулой (1.4), более чем в 4 раза. Будем в предлагаемой модели полагать, что при $T = 300 \text{ К}$ соотношение между $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}$ и $W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$ из [14] сохраняется, но $W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$ определяется из (1.4) и соответствует данным [13, 20, 24] (т. е. в нашей модели при $T = 300 \text{ К}$ $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 4,9 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$). Температурная зависимость $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$ рассчитывалась по теории [34]. При этом аппроксимационная формула для $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$ имеет вид

$$(1.5) \quad W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-9,339-25,61T^{-1/3}+82,943T^{-2/3}} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Температурная зависимость $k_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$, соответствующая (1.5), показана на рис. 1 сплошной, а $k_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$, отвечающая (1.4), — штриховой линией ($k_{ij} = W_{ij}/kT$). Отметим, что в [17] предлагалось в температурном диапазоне $T = 300-2500 \text{ К}$ считать $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}} = 0,1935 W_{2,0}^{\text{H}_2\text{O}}$. Для $W_{3,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$ во всем диапазоне изменения T ($T = 300-2500 \text{ К}$), как и в [17], полагалось $W_{3,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T) = 0,486 W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$. Экспериментальных данных о $W_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}}$ в литературе обнаружить не удалось. В [14] при анализе результатов эксперимента полагалось, что VV' -обмен по каналу 1 происходит существенно быстрее всех остальных VV' - и VT -процессов. В данной работе $W_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}}$ при $T = 300-2500 \text{ К}$ определялась следующим образом. Расчеты, проведенные по теории [34, 35], показали, что при $T = 300 \text{ К}$ $W_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}} = 7,53 W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}$. Используя значение $W_{1,2}^{\text{H}_2\text{O}}(T = 300 \text{ К})$, найденное по (1.5), получаем $W_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}}(T = 300 \text{ К}) = 2,18 \cdot 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$. Эта точка принималась в качестве реперной, а температурная зависимость определялась по теории [34]. При этом аппроксимационная формула для $W_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}}(T)$ имеет вид

$$(1.6) \quad W_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}}(T) = 10^{-6,246-55,25T^{-1/3}+172,069T^{-2/3}} \text{ см}^3/\text{с}.$$

Эта зависимость для $k_{3,1}^{\text{H}_2\text{O}}$ показана на рис. 1 штрихпунктирной линией.

2. Анализ результатов. Одним из способов исследования неравновесного распределения энергии по внутренним степеням свободы молекул в газовых потоках и проверки теоретических моделей является сравнение расчетного значения коэффициента поглощения с экспериментально измеренным. При этом зондирование потока желательно осуществлять излучением, частота которого резонансна частоте центра линии колебательно-вращательного перехода, верхнее и нижнее состояния которого принадле-

жат к модам с существенно различающимися временами релаксации. Для молекулы H_2O этому условию отвечает переход $020(5_{50}) \rightarrow 001(6_{33})$. Величина коэффициента поглощения для i -й линии колебательно-вращательного перехода молекулы H_2O $m(v_1, v_2, v_3, j', k'_a, k'_c) \rightarrow n(v_1, v_2, v_3, j'', k''_a, k''_c)$, где v_i ($i = 1, 2, 3$) — колебательные, j, k_a, k_c — вращательные квантовые числа, при принятом допущении о наличии локального Boltzmannовского распределения внутри каждой моды определяется соотношением

$$k_v = \frac{\lambda_{mn}^3}{8\pi} \left(\frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}}}{2\pi RT} \right)^{1/2} A_{mn} \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right) H_{\Phi}(\tilde{x}, a),$$

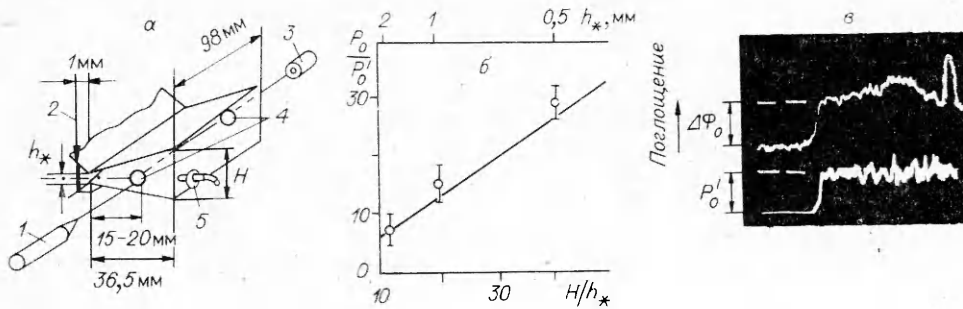
$$N_m = \frac{P}{KT} \gamma_{\text{H}_2\text{O}} \frac{g_m}{Z_v Z_r^m} \exp \left(-\frac{E_v^m}{kT_m} - \frac{E_r^m}{KT} \right),$$

$$N_n = \frac{P}{KT} \gamma_{\text{H}_2\text{O}} \frac{g_n}{Z_v Z_r^n} \exp \left(-\frac{E_v^n}{kT_n} - \frac{E_r^n}{KT} \right),$$

$$Z_r^v = 2 \left(\frac{\pi T^3}{A_v B_v C_v} \right)^{1/2}, \quad Z_v = \prod_{i=1}^3 [1 - \exp(-\theta_i/T_i)]^{-1}.$$

Здесь λ_{mn} — длина волны в центре линии поглощающего перехода; $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ — молекулярная масса водяного пара; R — универсальная газовая постоянная; E_v^q и E_r^q — колебательная и вращательная энергии молекулы в состоянии q ($q = m, n$); A_v, B_v, C_v — вращательные постоянные в состоянии $v = v_1 v_2 v_3$; A_{mn} — коэффициент Эйнштейна; $H_{\Phi}(\tilde{x}, a)$ ($a = \sqrt{\ln 2bc/b_D}$, $\tilde{x} = 2\Delta\nu \sqrt{\ln 2/b_D}$, $\Delta\nu$ — расстройка) — функция Фойхта; g_q — кратность вырождения состояния q ($g_q = g_v^q g_j^q g_l^q$), где g_v^q, g_j^q и g_l^q — кратности вырождения по колебаниям, вращению и ядерному спину; для молекулы H_2O $g_v = 1$, $g_j = 2j + 1$, а $g_l = 3$ для антисимметричных и $g_l = 1$ для симметричных уровней.

При расчете коэффициента поглощения на частоте зондирующего лазера ($\nu_1 = 356,15 \text{ см}^{-1}$) учитывалась возможность перекрытия соседних по частоте к центру основного перехода $020(5_{50}) \rightarrow 001(6_{33})$ спектральных линий чисто вращательных переходов в диапазоне $\Delta\nu = 356,5 - 358,5 \text{ см}^{-1}$. При этом использовалась модель, рассмотренная в [36]. Величина A_{mn} и коэффициент ударного уширения для основного перехода $020(5_{50}) \rightarrow 001(6_{33})$ в соответствии с [36] принимались равными 2 с^{-1} и $4,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$. Для него $g_l = 3$, $T_m = T_2$, $T_n = T_3$, для чисто вращательных переходов в состоянии $(0v_20)$ $T_n = T_m = T_2$. Температурная зависимость коэффициентов ударного уширения $\sim T^{-0,62}$. В экспериментах для создания сверхзвукового потока использовалось клиновидное сопло с углом раскрытия $\alpha = 30^\circ$ и различным размером критического сечения $\dot{n}_{*} = 2; 1; 0,5 \text{ мм}$. Давление и температура на входе в сопло изменялись в пределах $P_0 = 0,195 - 0,553 \text{ МПа}$, $T_0 = 1760 - 2580 \text{ К}$. Сопло пристыковывалось к торцу ударной трубы, описание которой приводится в [36]. Ширина сопла составляла 98 мм . Измерение коэффициента поглощения в сверхзвуковом потоке проводилось, как и в случае измерений за падающей волной [36], по однопроходной схеме (рис. 2, а). Тонкий полиэтилен использовался в качестве боковых окон 4 сверхзвукового канала. Зондирование потока осуществлялось излучением непрерывного электроразрядного H_2O -лазера 1 с $\lambda = 27,971 \text{ мкм}$, резонансным переходу $020(5_{50}) \rightarrow 001(6_{33})$ молекулы H_2O . В качестве приемника 3 применялся кристаллический полупроводниковый детектор из Si: В, охлаждаемый жидким гелием. Во входной части сопла устанавливалась тонкая алюминиевая мембрана 2, разделяющая канал ударной трубы и откачиваемую демпферную емкость с соплом. Откачка обеспечивала достаточно быстрый запуск сопла и выход истечения на квазистационарный режим за $\approx 20 \text{ мкс}$. Это время контролировалось по вели-



Р и с. 2

чине задержки показаний датчика 5 давления P'_0 , установленного в сверхзвуковом потоке, относительно момента появления сигнала давления P_0 на торце трубы. При наличии противодействия в демпферной емкости и небольших P_0 при малых h_* может происходить отрыв сверхзвукового потока от стенок сопла. Для исключения отрыва емкость перед экспериментом откачивалась до давлений, не превышающих 13,3 Па. При этом сопло работало во всех исследованных режимах с недорасширением. Режим квазистационарного истечения контролировался по показаниям датчика давления. Давление P'_0 за отсоединенным скачком связано известным соотношением [37] с давлением на входе в сопло P_0 . Результаты измерений P_0/P'_0 в соплах с $h_* = 2; 1$ и $0,5$ мм представлены на рис. 2, б. Точность измерений $\approx 30\%$. В пределах погрешности измерения значения P_0/P'_0 согласуются с расчетной зависимостью для совершенного газа с показателем адиабаты $\gamma = 1,33$ (сплошная линия на рис. 2, б). Величина P'_0 служит надежным индикатором процесса раскрытия мембраны, поскольку момент ее разрушения, а также начало сигнала поглощения зондирующего излучения (сигнал $\Delta\Phi$ на рис. 2, в) совпадают с моментом появления сигнала P'_0 на датчике.

Характерная осциллограмма изменения $\Delta\Phi$ и P'_0 представлена на рис. 2, в для измерений в сопле с $h_* = 2$ мм при $P_0 = 0,293$ МПа, $T_0 = 2020$ К. Давление P'_0 определяется степенью раскрытия мембраны, а когда она раскрывалась не полностью, значительное уменьшение P'_0 приводило к возрастанию (более чем в 2 раза) отношения P_0/P'_0 по сравнению с расчетом. Оценки показывают, что течение в сопле близко к одномерному, а влиянием пограничного слоя на изменение параметров газа можно пренебрегать и полагать наличие равновесия между поступательными и вращательными степенями свободы. Поэтому для расчета параметров при расширении паров воды в клиновидном сопле использовалось приближение одномерного стационарного течения невязкого нетеплопроводного газа. Методика совместного интегрирования уравнений газовой динамики и колебательной кинетики рассмотрена в [15]. Она использовалась и в данной работе.

Проведенные расчеты в сопле с $h_* = 2$ мм показали, что течение во всем диапазоне рассматриваемых параметров близко к равновесному. При этом значения P и T в измерительном сечении, расположенном на расстоянии 15 мм от критического сечения, совпадают с параметрами за ударной волной при $P = 6,5-8,5$ кПа и $T = 950-1050$ К (при этих P и T вклад соседних по частоте спектральных линий в величину поглощения на частоте $\nu_1 = 357,516$ см $^{-1}$ не превышает 5%), при которых проводились измерения k_ν в [36]. Таким образом, исследование потока в сопле с $h_* = 2$ мм позволяет сравнить характеристики течения, полученного двумя различными способами: при нагреве (за падающей волной) и при охлаждении водяного пара (в сопле). В экспериментах с соплом $h_* = 2$ мм в измерительном сечении вблизи стенок сопла, где температу-

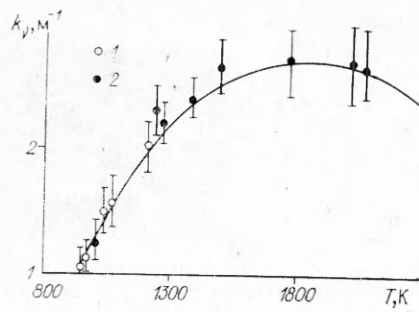


Рис. 3

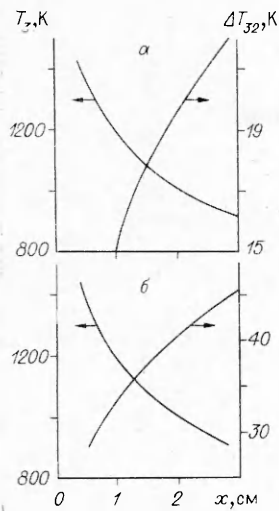
конденсации как при измерении в сопле с $h_* = 2$ мм, так и за падающей волной является непрерывное нарастание сигнала $\Delta\Phi$ (рис. 2, в), связанное с поглощением излучения пленкой конденсата либо с изменением условий во входной части сопла. Для определения коэффициента поглощения водяного пара в потоке при обработке осциллограмм использовались значения сигнала вблизи фронта (в этом случае влияние отмеченного эффекта на результаты измерений поглощения минимально). В экспериментах с соплами, имеющими $h_* = 1$ и $0,5$ мм, водяной пар в измерительном сечении не был пересыщен и уровень сигнала поглощения оставался неизменным. Результаты измерений давления P'_0 в ядре потока (рис. 2, б) в пределах погрешности измерений согласуются с расчетной зависимостью для совершенного газа с $\gamma = 1,33$. Это означает, что во всех рассмотренных условиях в соплах устанавливается безотрывное течение водяного пара, а его конденсация и другие эффекты на стенках не изменяют существенно условий истечения.

На рис. 3 показаны расчетная зависимость $k_v(T)$, полученная для условий измерений в сопле с $h_* = 2$ мм и за ударной волной при $P = (6,5-8,5)$ кПа, а также экспериментальные значения k_v , которые отвечают измерениям в сопле и за ударной волной (точки 1 и 2). Видно, что используется модель поглощения в потоке водяного пара правильно описывает экспериментальные результаты при наличии равновесия между поступательными, вращательными и колебательными степенями свободы молекулы H_2O . Кроме того, соответствие экспериментальных результатов, полученных в сверхзвуковом расширяющемся потоке водяного пара и за ударной волной, имеет важное методическое значение, так как свидетельствует о правильности модельных представлений об особенностях формирования течения водяного пара в ударной трубе с соплом.

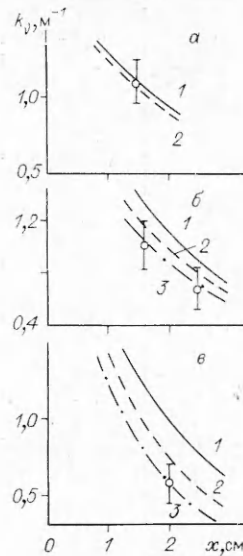
Расчеты течения водяного пара, проведенные с использованием рассмотренной модели колебательного энергообмена, показали, что с уменьшением h_* и увеличением T_0 происходит нарушение термодинамического равновесия между колебательными и поступательными степенями свободы вследствие того, что характерное время пребывания исследуемого газа в сопле становится меньше наибольшего из времен VT - и VV' -обмена. При этом прежде всего нарушается равновесие между деформационными и асимметричными (симметричными) колебаниями молекул H_2O (заметим, что между симметричными и асимметричными колебаниями H_2O при рассматриваемых параметрах существует квазиравновесие и определяющим каналом релаксации энергии этих колебаний является VV' -обмен $H_2O(100) \rightarrow H_2O(020)$). Это иллюстрирует рис. 4, а, б, где представлены распределения колебательной температуры T_3 и разности $\Delta T_{32} = T_3 - T_2$ для $h_* = 1$ мм ($T_0 = 2270$ К и $P_0 = 0,287$ МПа) и $h_* = 0,5$ мм ($T_0 = 2580$ К, $P_0 = 0,357$ МПа) соответственно (значения P и T отвечают условиям эксперимента). Это подтверждают и результаты измерений k_v в соплах с $h_* = 1$ и $0,5$ мм при указанных P и T . На рис. 5, а — в приведены зависимости $k_v(x)$, отвечающие равносному течению 1 и рассчитанные с применением рассмотренной модели колебательного энергообмена 2, а также результаты измерений в сопле с $h_* = 2; 1; 0,5$ мм ($P =$

ра газа близка к температуре холодных стенок, а давление насыщения пара при этой температуре относительно малое, возникают условия, при которых водяной пар оказывается пересыщенным. В результате он конденсируется на внутренней поверхности сверхзвуковой части сопла. Аналогичное явление наблюдалось и в экспериментах за падающей ударной волной [38].

Характерной особенностью осциллограммы поглощения при наличии



Р и с. 4



Р и с. 5

$= 0,202; 0,267; 0,357$ МПа и $T = 2320; 2270; 2580$ К) соответственно (x — расстояние от критического сечения). Видно, что теоретические значения k_v лежат несколько выше экспериментальных, но те и другие существенно отличаются от значений k_v , отвечающих параметрам равновесного потока. Указанные закономерности проявляются и при других значениях P и T . Соответствие эксперименту во всем диапазоне изменения P , T и h_* удастся получить при применении уменьшенной в 1,33 раза по сравнению с (1.5) константы скорости VV' -обмена $W_{1,2}^{H_2O}$ (линии 3 на рис. 5, напомним, что именно величина $W_{1,2}^{H_2O}$ определяет в рассматриваемых условиях степень отклонения системы от равновесия). Это видно также из таблицы, где приведены параметры торможения, координаты измерительного сечения в сопле Δl , измеренные k_v^3 и рассчитанные k_v, k_v^e коэффициенты поглощения. Расчет k_v^e проводился в предположении равновесного течения водяного пара и при использовании рассмотренной модели колебательного энергообмена с $W_{1,2}^{H_2O}$, определенной согласно (1.5). При расчетах k_v использовалась константа $W_{1,2}^{H_2O}$, уменьшенная в 1,33 раза по сравнению с (1.5); остальной набор констант не изменялся и соответствовал условиям расчетов k_v^e .

Отметим, что применение системы констант скоростей $W_{p,k}$ из [17] приводит в исследуемом диапазоне параметров практически к тем же значениям k_v , что и рассмотренная в данной работе модель с $W_{1,2}^{H_2O}$, уменьшенной в 1,33 раза по сравнению с (1.5) (отличие не превышает 10%). Ранее в [17] в расчетах в соответствии с [1] коэффициент Эйнштейна принимался равным 6 с^{-1} , использование этого значения A_{mn} приводит к трехкратному завышению расчетных значений k_v по сравнению с измеренными. Применение в качестве реперных точек при определении $W_{1,2}^{H_2O}(T)$ и $W_{2,0}^{H_2O}(T)$ результатов [14] не позволяет получить согласие с экспериментальными значениями k_v (расчет с определенными таким образом $W_{1,2}^{H_2O}(T)$ и $W_{2,0}^{H_2O}(T)$ дает во всем диапазоне исследуемых параметров $k_v \approx k_v^e$).

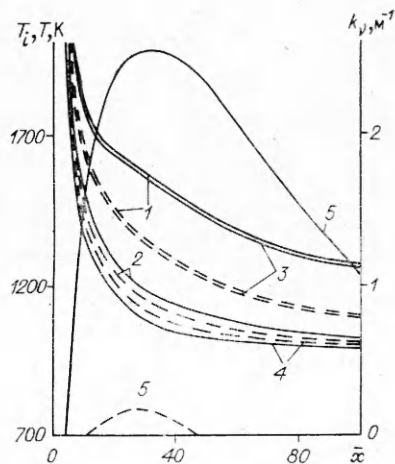
Итак, можно констатировать, что при расширении предварительно нагретого водяного пара в сверхзвуковом сопле при $\tau_R < \tau_{VV'}$ (τ_R — характерное время пребывания газа в сопле) реализуется неравновесное распределение молекул H_2O по колебательным степеням свободы и

$10 P_0$, МПа	T_0 , К	h_* , мм	Δl , мм	k_v^3 , м ⁻¹	k_v , м ⁻¹	k_v^e , м ⁻¹
1,95	1760	2	15	0,86±0,18	0,89	0,89
2,18	1810	2	15	1,07±0,14	1,02	1,02
2,53	1870	2	15	1,39±0,31	1,22	1,22
2,52	1880	2	15	1,12±0,25	1,22	1,22
2,77	1960	2	15	1,22±0,2	1,41	1,41
2,93	2020	2	15	1,5±0,2	1,55	1,55
2,73	2050	1	16,8	0,61±0,15	0,66	0,82
2,86	2180	1	16,8	0,84±0,21	0,89	1,05
3,09	2200	1	16,8	0,86±0,22	0,96	1,15
4,57	2220	1	16,8	0,86±0,36	0,97	1,2
2,86	2290	1	16,8	1,0±0,17	1,03	1,4
2,18	2300	1	16,8	0,88±0,17	1,0	1,32
4,86	2340	1	16,8	1,05±0,16	1,32	1,5
5,43	2360	1	16,8	1,17±0,21	1,39	1,56
2,21	2500	1	16,8	1,25±0,11	1,27	1,68
2,67	2140	1	16,8	0,53±0,16	0,53	0,67
4,21	2170	1	16,8	0,57±0,16	0,65	0,75
4,6	2180	1	16,8	0,64±0,11	0,65	0,82
3,07	2320	1	16,8	0,69±0,12	0,82	0,975
5,53	2360	1	16,8	0,916±0,19	0,995	1,15
4,94	2360	1	16,8	0,825±0,13	0,94	1,08
3,0	1930	0,5	15	<0,2	0,15	0,28
4,23	2200	0,5	15	0,44±0,11	0,44	0,56
3,57	2580	0,5	20	0,56±0,14	0,55	0,92

предложенная модель колебательного энергообмена правильно описывает экспериментальные результаты по измерению коэффициента поглощения излучения с $\lambda = 27,971$ мкм.

Воспользуемся данной моделью для количественного анализа возможности получения усиления на переходе $001(6_{33}) \rightarrow 020(5_{50})$ при быстром охлаждении паров воды в сверхзвуковом сопле. Обычно в газодинамических лазерах (ГДЛ) применяются профилированные, а не клиновидные сопла. Это связано с необходимостью обеспечения безотрывного течения с равномерным полем параметров на выходе из сопла и желанием получить возможно более однородный поток в зоне генерации излучения. Поэтому будем рассматривать плоские сопла с профилированной сверхзвуковой частью минимальной длины, рассчитанной на безотрывное течение при степени раскрытия $\epsilon = 20$, дозвуковая часть имеет клиновидный вход с углом раскрытия 90° .

На рис. 6 представлено распределение по продольной координате ($\bar{x} = 2x/h_*$) колебательных T_i ($i = 1, 2, 3$ отвечают симметричным, деформационным и асимметричным колебаниям H_2O — линии 1—3) и поступательной T (линии 4) температур, а также коэффициента усиления (линии 5) при тчении водяного пара с $T_0 = 2500$ К и $P_0 = 0,3$ МПа в соплах с $h_* = 0,1$ и $0,2$ мм (сплошные и штриховые кривые). Видно, что в сопле с $h_* = 0,1$ мм при данных P_0 и T_0 достигается положительный коэффициент усиления на переходе $001(6_{33}) \rightarrow 020(5_{50})$, максимум в распределении которого находится внутри сопла ($k_v = 2,52$ м⁻¹), и хотя к срезу сопла ($\bar{x} = 100$) он уменьшается, но и здесь достаточно велик (≈ 1 м⁻¹). При $h_* = 0,2$ мм $k_v > 0$ реализуется лишь внутри сопла. Степень неравновесности и коэффициент усиления резко возрастают с



Р и с. 6

уменьшением P_0 . Так, при уменьшении P_0 в 1,5 раза k_v на срезе сопла с $h_* = 0,1$ мм увеличивается в 2 раза.

Полученные значения k_v указывают на возможность реализации экологически чистого ГДЛ на парах воды. Особенностью такого лазера является необходимость использования сопел с быстрым расширением (например, осесимметричных профилированных сопел) и значений $P_0 h_*$, существенно (в 50—100 раз) меньших, чем в традиционных CO_2 -ГДЛ. Однако для подтверждения сделанных выводов требуется проведение специальных экспериментов.

Авторы благодарят В. Г. Тестова за помощь в проведении измерений и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Benedict W. S., Pollac M. A., Tomlinson W. J. The water vapor laser // IEEE J. Quant. Electr.— 1969.— V. QE-5, N 2.
2. Coleman P. D. Far-infrared molecular lasers // IEEE J. Quant. Electr.— 1973.— V. 9, N 1.
3. Mosburg E. R. A study of the CW 28- μm water vapor laser // IEEE J. Quant. Electr.— 1973.— V. QE-9, N 3.
4. Puchamutha J. P., Hassler J. C., Coleman P. D. Excitation mechanism of water vapor laser // Appl. Phys. Lett.— 1971.— V. 19, N 12.
5. Решетняк С. А. Вопросы кинетики в лазерах на плазме и вращательных переходах // Тр. ФИАН.— 1975.— Т. 13.— С. 146.
6. Downey G. D., Robinson D. W. Chemical pumping of the water vapor laser. I. II // J. Chem. Phys.— 1976.— V. 64, N 7.
7. Левин В. А., Старик А. М. О возможности получения излучения субмиллиметрового диапазона в диффузионных H_2O -ГДЛ // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 5.
8. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О кинетическом охлаждении паров воды излучением CO -лазера // ЖТФ.— 1986.— Т. 56, № 1.
9. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. О механизмах изменения показателя преломления при распространении излучения с $\lambda = 2,8$ мкм во влажной атмосфере // Квантовая электрон.— 1988.— Т. 15, № 7.
10. Лосев С. А. Газодинамические лазеры.— М.: Наука, 1977.
11. McFarlane R. A., Fretz L. H. High-power operation of pulsed water vapor laser and precision wavelength measurement of the strongest component // Appl. Phys. Lett.— 1969.— V. 14, N 12.
12. Sarjeant W. J., Kucerovsky Z., Brannen E. Excitation processes and relaxation rates in the pulsed water vapor laser // Appl. Optics.— 1972.— V. 11, N 4.
13. Kung R. T. Y., Center R. E. High-temperature vibrational relaxation of H_2O by H_2O , He, Ar and N_2 // J. Chem. Phys.— 1975.— V. 62, N 6.
14. Finzi J., Novis F. E., Panfilov V. N., Moore C. B. Vibrational relaxation of water vapor // J. Chem. Phys.— 1977.— V. 67, N 9.
15. Левин В. А., Старик А. М. Колебательный энергообмен в смесях $\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{O}_2$ при быстром охлаждении в сверхзвуковых соплах // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 2.
16. Левин В. А., Старик А. М. О возможности генерации излучения дальнего инфракрасного диапазона ($\lambda = 28$ мкм) при сверхзвуковом расширении паров воды // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 5.
17. Левин В. А., Сорокин А. А., Старик А. М. Кинетика колебательного энергообмена в расширяющихся потоках газовых смесей $\text{H}_2\text{O}-\text{H}_2-\text{He}$. Анализ энергетических характеристик H_2O -ГДЛ // Хим. физика.— 1985.— Т. 4, № 11.
18. Левин В. А., Старик А. М. К вопросу о получении инверсии населенностей колебательных уровней многоатомных дипольных молекул за фронтом ударных волн // ПМТФ.— 1981.— № 5.
19. Fujii Y., Lindsay R. B., Urushihara K. Ultrasonic absorption and relaxation times in nitrogen water vapor // J. Acoust. Soc. Amer.— 1963.— V. 35, N 7.
20. Roesler H., Sham K.-F. Vibrational and rotational relaxation in water vapor // J. Acoust. Soc. Amer.— 1965.— V. 37, N 2.
21. Fujii Y. Ultrasonic absorption and relaxation times in water vapor and heavy water vapor // Papers of Ship Research Institute.— Tokyo, 1966.— N 15.
22. Bass H. E., Olson J. R., Amme R. C. Vibrational relaxation in H_2O vapor in temperature range 373—946 K // J. Acoust. Soc. Amer.— 1974.— V. 56, N 5.
23. Keeton R. G., Bass H. E. Vibrational and rotational relaxation of water vapor by water vapor, nitrogen and argon at 500 K // J. Acoust. Soc. Amer.— 1976.— V. 60, N 1.
24. Bass H. E., Keeton R. G., Williams D. Vibrational and rotational relaxation in mixtures of water and oxygen // J. Acoust. Soc. Amer.— 1976.— V. 60, N 1.
25. Henderson M. C., Clark A. V., Lintz P. R. Thermal relaxation in oxygen with H_2O , HDO and D_2O vapors as impurities // J. Acoust. Soc. Amer.— 1965.— V. 37, N 3.

26. Monk R. G. Thermal relaxation of water vapor // J. Acoust. Soc. Amer.— 1969.— V. 46, N 3.
27. Bass H. E., Shields F. D. Vibrational relaxation and sound absorption in O₂/H₂O mixtures // J. Acoust. Soc. Amer.— 1974.— V. 56, N 3.
28. Harlow R. G., Street P. R. Sound absorption in mixtures of oxygen and water vapor in the temperature range 298—410 K // J. Acoust. Soc. Amer.— 1974.— V. 56, N 3.
29. Bass H. E., Shields F. D. Absorption of sound in air high-frequency measurements // J. Acoust. Soc. Amer.— 1977.— V. 62, N 3.
30. Eden D. D., Lindsay R. B., Zink H. Acoustical attenuation and relaxation phenomena in steam at high temperature and pressure // J. Eng. Power.— 1961.— V. 63, N 1.
31. Huber P. W., Kantrowitz A. Heat-capacity lag measurements in various gases // J. Chem. Phys.— 1947.— V. 15, N 5.
32. Zuckerwar A. J. Self deactivation of water vapor: role of dimer // J. Acoust. Soc. Amer.— 1984.— V. 76, N 1.
33. Shin H. K. Vibration to rotation energy transfer in water, heavy water and ammonia // J. Phys. Chem.— 1973.— V. 77, N 3.
34. Дубровский Г. В., Стрельчя В. М. Теория колебательно-вращательного возбуждения многоатомных молекул // Хим. физика.— 1983.— Т. 2, № 6.
35. Tanczos F. J. Calculations of vibrational relaxation times of the chloromethanes // J. Chem. Phys.— 1956.— V. 25, N 3.
36. Британ А. Б., Левин В. А., Сорокин А. А. и др. Поглощение излучения $\lambda = 28$ мкм за ударной волной в парах воды // Хим. физика.— 1989.— Т. 8, № 3.
37. Липман Г. В., Рошко А. Элементы газовой динамики.— М.: ИЛ, 1960.
38. Британ А. Б., Тестов В. Г., Хмелевский А. И. Формирование потока за ударными волнами в парах воды в условиях конденсации на внутренней поверхности канала.— М., 1990.— (Препр./ИРЭ АН СССР; № 19(548)).

г. Москва

Поступила 4/VII 1990 г.,
в окончательном варианте — 5/VI 1991 г.

УДК 532.59

В. В. Никулин

РАСПАД ВЕРТИКАЛЬНОГО ТОРНАДОПОДОБНОГО ВИХРЯ

В [1] изучаются течения в торнадоподобных и полых вихрях. В длинноволновом приближении получены уравнения, аналогичные уравнениям вихревой мелкой воды [2]. Для вертикального стационарного торнадоподобного вихря, жидкость в ядре которого легче окружающей, установлен строгий критерий, разделяющий случаи, когда решение продолжается на конечную или бесконечную высоту.

В настоящей работе, в дополнение к [1], приведены случаи, когда жидкость в ядре вихря тяжелее окружающей и сила тяжести по направлению совпадает с вертикальной скоростью. Кроме того, построено аналитический пример, в котором исследованное в [1] ограниченное по высоте решение для вихря с легким ядром непрерывно распространено на все полупространство.

1. Постановка задачи. Рассматривается полупространство, заполненное невязкой несжимаемой жидкостью в поле тяжести. Течение считается стационарным и вращательно-симметричным. Вводится цилиндрическая система координат (r, θ, z) (r — радиус, θ — азимутальный угол, z — ось симметрии, направленная против силы тяжести). Через $r = r_0(z)$ обозначается граница, отделяющая ядро вихря от внешнего течения, расположенного в области $r > r_0(z)$. Плотность жидкости во внешнем течении считается постоянной. На границе ядра возможен скачок плотности и касательной к ней компоненты скорости. Для перехода к безразмерным величинам вводятся масштабы длины, скорости и плотности. За единицу длины принимается характерный масштаб изменений по оси z , за единицу скорости — вращательная компонента скорости при $r = r_0$, $z = 0$, за единицу плотности — плотность внешнего течения. При этом характерные давление и ускорение будут равны единице. Безразмерное r_0 при $z = 0$ обозначим через δ . Далее все величины, если не указано особо, берутся в безразмерном виде.