

19. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1983.
20. Blum H., Bohnel K., Hoppe P. et al. Experiments with pinch-reflex diodes on ion-beam focussing and deposition at KfK's pulse generator KALIF // BEAMS'86: Proc. Vth Intern. Conf., Kobe, 1986.
21. Быстрицкий В. М., Диденко А. Н. Мощные ионные пучки.— М.: Энергоатомиздат, 1984.

г. Томск

Поступила 12/VII 1988 г.,
в окончательном варианте — 7/III 1989 г.

УДК 533.906

А. В. Еремин, В. С. Зиборов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУИ УДАРНО-НАГРЕТОГО ГАЗА, СОДЕРЖАЩЕГО CO₂

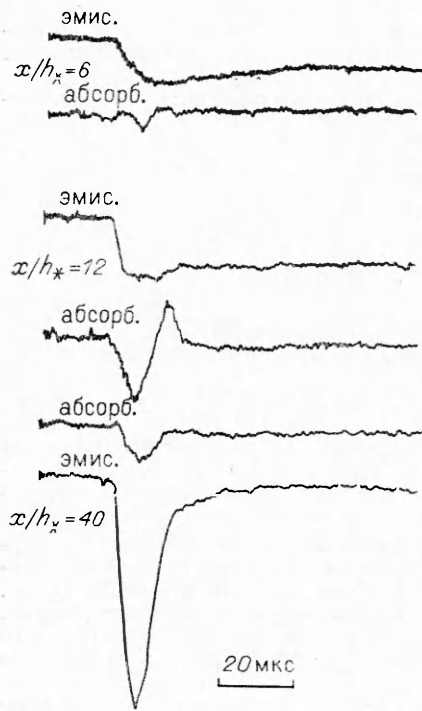
Вопросам формирования стационарного сверхзвукового потока при внезапном открывании осесимметричного или плоского сопла посвящено большое количество работ [1—5]. Известно, что при не слишком низком давлении окружающего пространства ($P_\infty > 1-0,1$ Па), когда течение достаточно хорошо описывается уравнениями для сплошной среды, в стартовой области струи возникает довольно сложная нестационарная структура. Помимо самого фронта истекающего газа эта структура включает первичную ударную волну (УВ), распространяющуюся в фоновом газе, и вторичную УВ, согласующую давление в истекающем газе с давлением окружающего пространства. Вторичная УВ, распространяясь вверх по течению со скоростями, меньшими скорости потока, постепенно сносится им от сечения ее образования вблизи среза сопла до своего стационарного положения $x_{ст} \approx 1,5 \frac{P_0}{P_\infty} h_*$ [6] (h_* — полуширина критического сечения сопла, P_0 — давление торможения).

Таким образом, при экспериментальном наблюдении за параметрами потока в фиксированной точке x ($0 < x < x_{ст}$) сначала должны наблюдаться повышенные значения давлений и температур, соответствующие параметрам за первичной и вторичной УВ, а затем значения, постепенно приближающиеся к своим стационарным величинам. Повышенные, по сравнению со стационарными, значения плотности и интенсивности излучения в видимой и ИК-области наблюдались в начальной зоне сигналов при измерениях в ударно-нагретых потоках в сверхзвуковых соплах и струях [7, 8].

Целью данной работы явилось экспериментальное исследование нестационарных газодинамических и физико-химических процессов, порождающих возникновение вспышки ИК-излучения на стадии формирования сверхзвуковой струи.

Эксперименты проводились на установке, представляющей собой сочетание ударной трубы диаметром 50 мм с плоской вакуумной камерой, в которой двумерная струя ограничивалась стенками на расстоянии $l = 45$ мм. Истечение газа, нагретого отраженной УВ, происходило через щель полушириной $h_* = 1$ мм. Камера низкого давления ударной трубы и вакуумная камера наполнялись исследуемым газом, представляющим смесь CO₂ с N₂ и парами H₂O, до давлений $P_\infty = (1,3-26) \cdot 10^3$ Па. Давление толкающего газа He составляло $(2-5) \cdot 10^6$ Па. Скорость падающей УВ измерялась по двум базам с точностью 1—2 %. Равновесные параметры газа за отраженной УВ, т. е. параметры торможения истекающей струи, варьировались в пределах $T_0 = 1500-2500$ К и $P_0 = (1-6) \times 10^6$ Па. Диагностика импульсной струи производилась методами многоканальной эмиссионной и абсорбционной спектроскопии в ИК-области спектра. Как эталонный источник излучения использовался источник черное тело, температура которого варьировалась в пределах 1500—2500 К и определялась непосредственно перед экспериментом с помощью ленточной вольфрамовой лампы ТРУ 1300—2350 с точностью не ниже 2 %. Все оптические элементы схемы выполнены из CaF₂, в качестве приемников излучения взяты фотосопротивления ФСГ-223А, имеющие временное разрешение ~ 1 мкс, пространственное разрешение каждого канала 1—2 мм.

В качестве спектральных элементов аппаратуры использовались интерференционные светофильтры фирмы «Spectrum System», имеющие



Р и с. 1

паспортизованную форму крыльев. Измерения в полосе 4,3 мкм (переходы антисимметричной моды ν_3) проводились в стороне от максимума поглощения холодного CO_2 в диапазоне длин волн $4,45 \pm 0,2$ мкм, в полосе [2,7 мкм (переходы смешанных мод $\nu_1\nu_3$ и $\nu_2\nu_3$) — с использованием широкополосного фильтра $2,7 \pm 0,4$ мкм, обеспечивающего захват всей колебательно-вращательной полосы для всего диапазона колебательных и поступательно-вращательных температур в исследуемом газе. На рис. 1 приведены примеры типовых осциллограмм, полученных на различных расстояниях от среза сопла при $\lambda = 2,7$ мкм, из которых отчетливо видно, как с удалением от среза в стартовой зоне потока формируется интенсивный максимум как излучательной, так и поглощательной способности газа. Длительность максимума, отражающего нестационарную стадию течения, увеличивается от 20—30 мкс ($x = 12,5$ мм) до 50—60 мкс ($x = 40,5$ мм). Амплитуды пиков эмиссионных сигналов довольно сильно зависят от режимов течения и в наиболее «горячих» режимах на максимальных расстояниях от среза сопла достигают примерно десятикратной величины от последующих стационарных значений.

Абсорбционные сигналы, в силу того что температура источника излучения близка к температурам в исследуемом газе, в ряде случаев имеют довольно сложный вид (см. рис. 1). Качественно отклонение сигнала вверх от начального уровня соответствует более низкой температуре заселения регистрируемых спектральных переходов в исследуемом газе, чем температура источника излучения черное тело, а отклонение сигнала вниз — более высокой. При этом необходимо принимать во внимание начальный уровень поглощения излучения источника в фоновом газе, который в силу разреженности течения в струе может быть сравним с уровнем полезного сигнала.

Обработка полученных сигналов позволяла определять температуры заселения исследуемых оптически активных переходов, т. е. судить о распределении энергии в молекулах истекающего газа, а в некоторых случаях и устанавливать концентрацию поглощающих молекул (по существу, плотность потока в регистрируемой точке).

В случае трехтемпературного распределения энергии в углекислом газе (существования бальмановского распределения энергии в антисимметричной моде с температурой T_3 , единого бальмановского распределения энергии в симметричной и деформационной моде с температурой T_2 и поступательно-вращательной температуры T_1) соотношение заселенностей верхнего N_j и нижнего N_i состояний $i \rightarrow j$ -перехода имеет вид

$$(1) \quad \frac{N_j g_i}{N_i g_j} = \exp \left[- \frac{hc}{k} \left(\frac{\omega_{\text{вр}}^{ij}}{T_1} + \frac{\omega_{1,2}^{ij}}{T_2} + \frac{\omega_3^{ij}}{T_3} \right) \right].$$

Здесь g_i и g_j — статистические веса соответствующих состояний; $\omega_{\text{вр}}^{ij}$, $\omega_{1,2}^{ij}$ и ω_3^{ij} — волновые числа, определяющие вклад вращательных и колебательных степеней свободы в суммарное волновое число $i \rightarrow j$ -перехода: $\omega^{ij} = \omega_{\text{вр}}^{ij} + \omega_{1,2}^{ij} + \omega_3^{ij}$. Для всех линий, входящих в полосу

4,3 мкм CO_2 , $\omega_{1,2} \ll \omega_3$, однако вклад слагаемого $\omega_{\text{вп}}^{ij}/T_{\text{T}}$ по сравнению с ω_3^{ij}/T_3 при $T_{\text{T}} \ll T_3$ может быть заметен. Учет этого слагаемого в соотношении (1) требует предварительной информации о величине T_{T} . При наиболее неблагоприятных условиях ($T_{\text{T}} \approx 500 \text{ K}$, $T_3 \approx 2000 \text{ K}$) погрешность, вносимая пренебрежением $\omega_{\text{вп}}^{ij}/T_{\text{T}}$, для используемого фильтра не превышает 10 %, поэтому интенсивность эмиссионного сигнала в спектральном диапазоне фильтра $\Delta\omega_{\text{ф}}$ в дальнейшем приближенно записывалась как

$$(2) \quad I_e = \int_{\Delta\omega_{\text{ф}}} D_{\omega} R_{\omega} A_{\omega} d\omega \approx \bar{D} \bar{R} \bar{A} \Delta\omega_{\text{ф}},$$

где $\bar{D} = \frac{1}{\Delta\omega_{\text{ф}}} \int_{\Delta\omega_{\text{ф}}} D_{\omega} d\omega$ — апертурный коэффициент пропускания системы;

$\bar{A} = \frac{1}{\Delta\omega_{\text{ф}}} \int_{\Delta\omega_{\text{ф}}} A_{\omega} d\omega$ — усредненная поглощательная способность газа;

$\bar{R} = \frac{2hc\omega_{\text{ф}}^2}{\exp(hc\omega_{\text{ф}}/kT_3) - 1}$ ($\omega_{\text{ф}}$ — среднее волновое число полосы пропускания фильтра). Величина \bar{A} определялась из абсорбционных измерений, в которых регистрировался сигнал

$$I_a = I_s + I_e,$$

где

$$(3) \quad I_s = (1 - \bar{A})I_0;$$

$$(4) \quad I_0 = \bar{D} \frac{2hc\omega_{\text{ф}}^2}{\exp(hc\omega_{\text{ф}}/kT_{\text{л}}) - 1} \Delta\omega_{\text{ф}}$$

— интенсивность излучения источника с температурой $T_{\text{л}}$ и эффективным средним волновым числом $\omega_{\text{ф}}$, попадающая на приемник. Вводя приближенные значения \bar{R} в соотношение (2) с эффективным волновым числом $\omega_{\text{ф}}$, при измерениях в полосе 4,3 мкм с учетом (4) получаем

$$\frac{I_0 - I_s}{I_e} \approx \frac{\exp(hc\omega_{\text{ф}}/kT_3) - 1}{\exp(hc\omega_{\text{ф}}/kT_{\text{л}}) - 1},$$

т. е. экспериментальные измерения эмиссионных I_e и абсорбционных I_a сигналов в исследуемом газе при известной температуре источника $T_{\text{л}}$ дают возможность определить колебательную температуру антисимметричной моды T_3 .

Измерения в полосе 2,7 мкм производились, как отмечалось выше, с использованием широкополосного фильтра ($\Delta\omega_{\text{ф}} \approx 1100 \text{ см}^{-1}$), что позволяло найти интегральную поглощательную способность полосы в спектральном диапазоне фильтра:

$$\bar{A} = \frac{1}{\Delta\omega_{\text{ф}}} \int_{\text{полоса}} (1 - e^{-\sigma_{\omega} n l}) d\omega$$

(n — полная концентрация CO_2), которая в случае оптически тонких слоев ($\sigma_{\omega} n l \ll 1$) представляется в форме

$$(5) \quad \bar{A} = S_0 n l,$$

где

$$(6) \quad S_0 = \frac{1}{\Delta\omega_{\text{ф}}} \int \sigma_{\omega} d\omega = \frac{\pi e^2}{mc^2 \Delta\omega_{\text{ф}}} \frac{1}{z} \sum f_i \xi_i \exp\left(-\frac{hc\omega_{\text{вп}}^i}{kT_{\text{T}}} - \frac{hc\omega_{1,2}^i}{kT_2} - \frac{hc\omega_3^i}{kT_3}\right)$$

— эффективное сечение оптического перехода; z — статическая сумма молекулы CO_2 ; f_i — сила осциллятора отдельной линии. Суммирование в (6) проводится по всем колебательно-вращательным линиям полосы.

При $\max(T_T, T_2, T_3) \leq 2000$ К S_0 с точностью $\sim 10\%$ может быть заменено постоянной величиной

$$(7) \quad S_0 = \frac{\pi e^2}{mc^2} \frac{1}{\Delta\omega_\Phi} f_\Sigma = (3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-21} \quad (\text{см}^2).$$

При этом экспериментальные измерения $\bar{A} = (I_0 + I_e - I_a)/I_0$ в соответствии с (3), (5) дают непосредственную информацию о полной концентрации углекислого газа n . Значения температуры, получаемые по эмиссионным и абсорбционным измерениям в полосе 2,7 мкм в предположении (5), по существу, отвечали температуре заселения переходов (00⁰—10⁰¹) и (00⁰—02⁰¹) CO₂ $T_{2,3}$, которую в трехтемпературном приближении (см. выше) представляем как

$$\frac{hc\omega^{ij}}{kT_{2,3}} = \frac{hc\omega_{1,2}}{kT_2} + \frac{hc\omega_3}{kT_3} + \frac{hc\omega_{\text{вр}}}{kT_T} \approx \frac{hc\omega_{1,2}}{kT_2} + \frac{hc\omega_3}{kT_3}.$$

Величина поглотительной способности CO₂ в спектральном диапазоне 2,7±0,4 мкм изучалась экспериментально. Экспериментальные калибровки показали, что в холодном фоновом газе выполняется линейная зависимость закона Ламберта — Бугера

$$(8) \quad \ln(I/I_0) = -S_0 n l$$

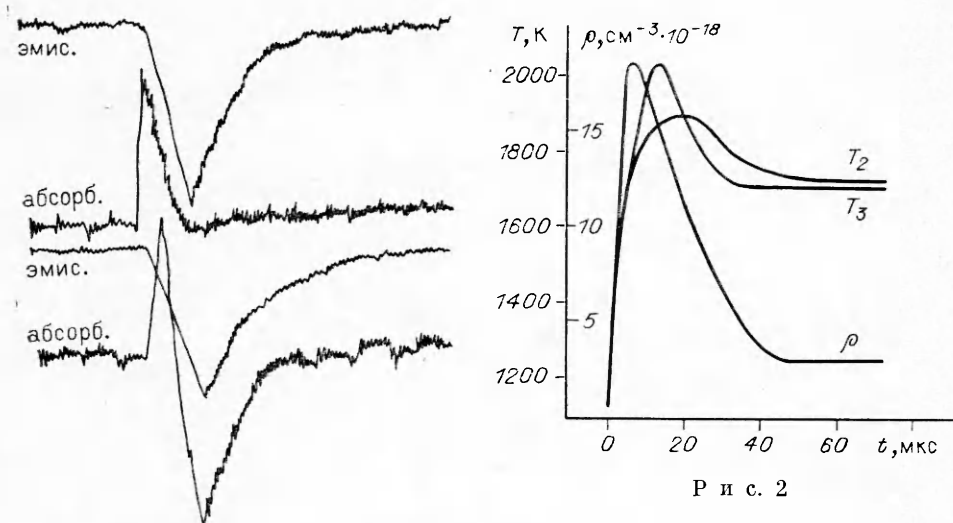
(S_0 определяется соотношением (7), что хорошо согласуется с литературными данными [9, 10]). Выше проанализированы предположения, при которых зависимость (8) применима для нахождения полей концентрации углекислого газа в исследуемой среде.

Таким образом, зная температуру источника излучения черное тело и полную амплитуду сигнала от него I_0 , установив далее по (8) уровень поглощения в фоновом газе, можно по текущим значениям амплитуд I_e и I_a в рамках сделанных предположений определить текущие значения полной концентрации CO₂ и температур заселения выделяемых спектральных переходов в полосах 4,3 и 2,7 мкм.

Некоторые дополнительные сложности анализа измерений в полосе 2,7 мкм возникали при диагностике смесей, содержащих значительное количество паров H₂O, имеющих интенсивную полосу поглощения в районе 2,7 мкм. При анализе этих экспериментов приближенно полагалось, что колебательные температуры всех мод H₂O находятся в равновесии с поступательными степенями свободы, а интегральный коэффициент поглощения H₂O при температурах 1000 К примерно в 3 раза выше, чем в CO₂ [10]. Такие предположения давали возможность приближенно учитывать вклад паров H₂O как в абсорбционные, так и в эмиссионные сигналы в полосе 2,7 мкм.

На рис. 2 приведен пример обработки эмиссионно-абсорбционных сигналов, полученных на длинах волн 2,7±0,4 (1) и 4,45±0,2 (2) мкм в струе углекислого газа ($x/h_* = 40$, $T_0 = 2700$ К, $P_0 = 3 \cdot 10^6$ Па). Видно, что стартовая зона потока характеризуется более высокими значениями плотности ρ и колебательных температур T_2 и T_3 , чем последующее стационарное течение. Различие в ходе температур разных колебательных мод CO₂ в этих условиях весьма незначительно, в то время как в струях смеси 1CO₂ + 10N₂ наблюдается заметное превышение уровня возбуждения антисимметричных колебаний CO₂ (T_3) над спаренными (T_2). Абсолютные величины обеих колебательных температур в такой смеси монотонно растут в течение всей нестационарной стадии вплоть до установления стационарных значений.

При добавлении в смесь 1CO₂ + 10N₂ примерно 6% H₂O картина принципиально меняется. Заметно снижается уровень возбуждения колебаний CO₂ на стационарной стадии течения, в то же время относительный (к стационару) уровень возбуждения колебаний на стадии запуска струи становится даже более высоким, чем в струе неразбавленного CO₂.



Р и с. 2

Основой для анализа экспериментальных данных явились распределения плотности и колебательных температур вдоль оси струи на стационарной стадии течения. На рис. 3 в обобщенных координатах $(\rho_{ст}/\rho_0)N$ и $x/(h_*N)$ ($N = P_0/P_\infty$) приведена сводка экспериментальных результатов, полученных на различных расстояниях от среза сопла и в различных режимах течения. Данные с точностью $\pm 20\%$ обобщаются зависимостью (9)

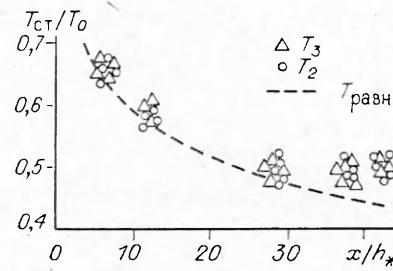
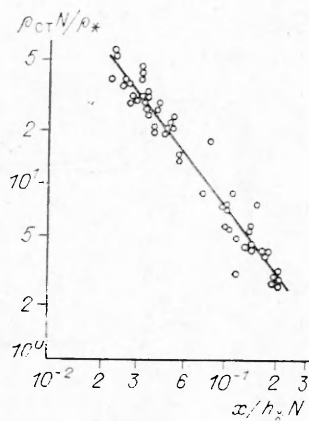
$$\rho_{ст}/\rho_0 = 0,14h_*/x.$$

Приведенные эмпирические распределения плотности удовлетворительно согласуются с предшествующими экспериментами и расчетами для течения в плоских струях [6, 8, 12].

Экспериментальные данные о распределении плотности вдоль оси стационарной струи были использованы далее для приближенных оценок значений поступательных температур потока в предположении полного термодинамического равновесия. На рис. 4 эти оценочные значения равновесных температур CO_2 ($T_{равн}$), найденные из изоэнтропических соотношений при отношении удельных теплоемкостей $\gamma = 1,2$ (близком к равновесному для CO_2 при $T = 1000-1500$ К), сопоставлены с экспериментальными измерениями колебательных температур антисимметричной и спаренных мод CO_2 . Видно, что на небольших расстояниях от среза сопла течение близко к равновесному, заметное «замораживание» колебательных температур наблюдается лишь на расстояниях $x > (20-30)h_*$. Качественно этот результат подтверждается сопоставлением времен колебательной релаксации CO_2 [11] с характерными газодинамическими временами течения.

В смеси $1CO_2 + 10N_2$ наблюдается некоторое расслоение колебательных температур CO_2 ; так, на расстоянии $x = 18h_*$ температура осесимметричной моды T_3 составляет 0,7–0,8 от температуры торможения T_0 , в то время как температура спаренных мод лежит несколько ниже: $T_2 \approx (0,5-0,6)T_0$. Значение равновесной температуры потока в этой точке, рассчитанное из изоэнтропических соотношений (при $\gamma \approx 1,3$) и данных о плотности, $T_T \approx 0,3T_0$. Добавление в указанную смесь 6% паров H_2O приводит к ускорению колебательной релаксации, и на расстоянии $x = i\delta\dot{n}_*$ колебательные температуры CO_2 $T_3 \leq 0,5T_0$ и $T_2 \leq 0,4T_0$.

Приведенные экспериментальные результаты определили основные закономерности реализуемого стационарного сверхзвукового колебательно-неравновесного расширения из щели в пространство, ограниченное стенками. При анализе нестационарной стадии течения естественно относить измеряемые значения плотности и температур к их стационарным значениям в тех же точках потока.



Р и с. 4

Р и с. 3

При обработке всех осциллограмм отчетливо проявилось возникновение и развитие уплотненной зоны на фронте потока.

В силу конечности пространственно-временного разрешения измерений (~ 2 мм и 1 мкс) детальная структура нестационарного участка течения не анализировалась, а фиксировались лишь максимальные значения параметров (плотности и колебательных температур), регистрируемых в этой зоне.

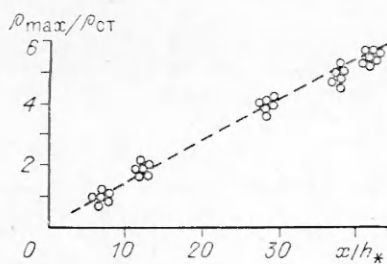
На рис. 5 представлено нарастание максимума плотности в уплотненной зоне с удалением от среза сопла. Видно, что отношение $\rho_{\max}/\rho_{ст}$ не зависит от режима течения и может быть аппроксимировано линейной функцией типа

$$(10) \quad \rho_{\max}/\rho_{ст} = 0,15x/h_*$$

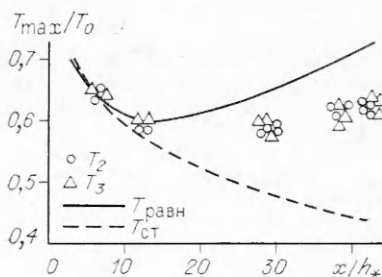
(прямая на рис. 5). Сопоставляя зависимость (10) с изменением плотности вдоль оси стационарной струи (9), нетрудно получить, что $\rho_{\max}/\rho_{\infty} \approx 0,02n$, где $n = \rho_0/\rho_{\infty}$ — начальный перепад плотности и $\rho_{\max} = 0,02\rho_0$. Такие закономерности изменения максимума плотности в уплотненной зоне нестационарной струи в зависимости от режима течения и расстояния от среза сопла выявлены впервые. В экспериментах [13] и расчетах [3], исследовавших запуск плоского сверхзвукового сопла, можно обнаружить приблизительное постоянство плотности в данной зоне на различных расстояниях от критического сечения сопла. В [3] величина $\rho_{\max}/\rho_{\infty} = \text{const}$ определялась перепадом плотности на первичной УВ, толкаемой фронтом истекающего газа. Плотность в потоке истекающего газа, сжатого вторичной УВ, в этих работах оказывалась заметно ниже ρ_{\max} и уменьшалась с удалением от среза сопла. Зависимости $\rho_{\max}/\rho_{\infty}$ и $\rho_{\max}/\rho_{ст}$ от режима течения и расстояния от среза сопла, полученные выше, позволяют определить соответствующие им числа Маха ударных волн M_1 и M_2 , распространяющихся в фоновом газе и в стационарном потоке. Число Маха первичной УВ

$$(11) \quad M_1 = \left[\frac{\rho_{\infty}}{\rho_{\max}} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right) - \left(\frac{\gamma-1}{2} \right) \right]^{-1/2}$$

при подстановке экспериментальных значений $\rho_{\infty}/\rho_{\max}$ и предположении $\gamma \approx 1,2$ меняется в зависимости от режима течения от 2 до 4. Равновесная температура фонового CO_2 , достигаемая за такой УВ, не превышает 1000 К, что значительно ниже экспериментально измеренных значений T_2 и $T_{2,3}$ в уплотненной зоне. Поэтому в дальнейшем мы связываем экспериментальные значения плотности и колебательных температур в уплотненной зоне с прохождением вторичной УВ, распространяющейся вверх по потоку истекающего газа с параметрами, близкими к стационарному течению. Числа Маха вторичной УВ M_2 , определяемые по соотношению, подобному (11), при подстановке в него экспериментальных значений



Р и с. 5



Р и с. 6

$\rho_{\text{ст}}/\rho_{\max}$ и предположении $\gamma \approx 1,2$ (близкого к равновесным значениям γ для 1000—1500 К) меняются с удалением от среза сопла от 1 до 3,5 и могут быть аппроксимированы эмпирической зависимостью

$$(12) \quad M_2 = (0,76 \pm 0,05) + (0,06 \pm 0,01) x/h_*.$$

На рис. 6 сопоставлено изменение максимальных относительных значений колебательных температур T_3/T_0 и T_2/T_0 в зависимости от расстояния от среза сопла и равновесной температуры CO_2 за вторичной УВ с M_2 , определяемым из (12). Видно, что рост колебательных температур T_2 и T_3 заметно отстает от равновесной температуры. Это представляется естественным при учете реального времени $V - T$ -релаксации CO_2 в этих условиях, которое в соответствии с данными [11] составляет 3—10 мкс, что сравнимо с временем нахождения частиц потока за фронтом вторичной УВ, как это нетрудно оценить из скорости и геометрии потока.

В смеси $1\text{CO}_2 + 10\text{N}_2$ колебательные температуры всех мод CO_2 не успевают «отслеживать» изменения параметров потока в уплотненной зоне струи и имеют в прифронтовых слоях даже более низкие значения, чем в стационарном потоке. Этот эффект отражает, по-видимому, специфику проводимых экспериментов, в которых истечение струи начинается одновременно, с отражением УВ от торца трубы, в силу чего в прифронтовых слоях смеси, содержащей 91 % медленно релаксирующего азота, колебательные температуры не успевают достигнуть равновесных значений температуры торможения.

В смеси 8 % $\text{CO}_2 + 86\% \text{N}_2 + 6\% \text{H}_2\text{O}$ процессы колебательно-поступательного обмена всех мод значительно ускоряются, при этом не только стационарное, но и нестационарное течение близко к равновесному. Так, на расстоянии $x = 18h_*$ от среза сопла $\rho_{\max}/\rho_{\text{ст}} \approx 3$, $M_2 \approx 2,2$ (при $\gamma \approx 1,3$). Равновесная температура потока за такой УВ $T_{\text{равн}}$ должна возрастать до $T_{\text{равн}}/T_0 = T_{\text{равн}}/T_{\text{ст}} T_{\text{ст}}/T_0 \approx 0,62$. Экспериментально наблюдаемые максимальные колебательные температуры CO_2 в стартовой зоне потока $T_3/T_0 \approx 0,6$ и $T_2/T_0 \approx 0,56$.

Таким образом, во всех исследованных режимах течения на стадии запуска струи наблюдалось возникновение и развитие уплотненной зоны, в которой колебательно-поступательный и колебательно-колебательный обмен протекает неравновесно и существенно отличается от стационарного, причем принципиальное значение в этом отличии имел состав истекающего газа и режим течения струи.

Среди наиболее характерных закономерностей, проявившихся в экспериментах, необходимо выделить увеличение относительного роста колебательных температур в уплотненной зоне (по отношению к стационарному значению) с ускорением релаксационных процессов в истекающем газе, т. е. увеличение относительной интенсивности «вспышки» ИК-излучения в момент запуска струи.

В заключение авторы благодарят И. М. Набоко за руководство работой и Э. И. Виткина за полезные обсуждения полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Еремин А. В., Кочнев В. А., Куликовский А. А., Набоко И. М. Нестационарные процессы при запуске сильно недорасширенных струй // ПМТФ.— 1978.— № 1.
2. Белавин В. А., Голуб В. В., Набоко И. М. Структура импульсных струй газов, истекающих через сверхзвуковое сопло // ПМТФ.— 1979.— № 1.
3. Чекмарев С. Ф., Станкус Н. В. Газодинамическая модель и соотношения подобия для запуска сверхзвуковых сопел и струй // ЖТФ.— 1984.— Т. 54, № 8.
4. Добрынин Б. М., Кисляков В. Б., Масленников В. Г. Интерферометрическое исследование начального участка сверхзвуковых недорасширенных струй газов с различным отношением удельных теплоемкостей, истекающих из конических сопел // ЖТФ.— 1980.— Т. 50, № 2.
5. Емельянов А. В., Еремин А. В., Набоко И. М. Локальное электронно-пучковое исследование процесса формирования импульсной струи // Тр. IX Всесоюз. конф. по динамике разреж. газов.— Свердловск: Изд-во Уральск. ун-та, 1988.— Т. 3.
6. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения.— Новосибирск: Наука, 1984.
7. Кудрявцев Н. Н., Новиков С. С., Светличный И. Б. Экспериментальное определение температуры уровня 001 молекулы углекислого газа в неравновесном потоке смесей $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{H}_2(\text{He})$ // ФГВ.— 1977.— Т. 13, № 2.
8. Eremín A. V., Ziborov V. S., Naboko I. M. Experimental study of optical features of shock-heated jets // Optical methods of fluids and solids.— Berlin e. a.: Springer, 1985.
9. Ачасов О. В., Кудрявцев П. Н., Новиков С. С. и др. Диагностика неравновесных состояний в молекулярных лазерах.— Минск: Наука и техника, 1985.
10. Пеннер С. С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов.— М.: ИЛ, 1963.
11. Гордиец Б. Ф., Осипов А. П., Шеленин Л. А. Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры.— М.: Наука, 1980.
12. Сковородко П. А. Колебательная релаксация в свободной струе углекислого газа // Некоторые задачи гидродинамики и теплообмена.— Новосибирск: Наука, 1980.
13. Amman H. O. Experimental study of the starting process reflection nozzle // Phys. Fluids.— 1969.— V. 12, N 5.

г. Москва

Поступила 7/III 1989 г.

УДК 536.422.4

А. Г. Гнедовец, Е. Б. Кульбацкий, С. В. Селищев, А. Л. Смирнов,
А. А. Углов

ДИНАМИКА ФРОНТА КОНДЕНСАЦИИ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОССТАНОВЛЕНИИ МЕТАЛЛОВ В ГАЗАХ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

Адиабатическое расширение паров мишени в вакуум при действии лазерного излучения умеренной интенсивности на твердые мишени сопровождается конденсацией пара в капли, при этом вблизи поверхности формируется конденсационный скачок [1]. В результате лазерного испарения материалов в газовой среде повышенного давления (0,1—10 МПа) также образуется конденсированная фаза [2]. При лазерном облучении оксидов в восстановительной газовой среде можно найти условия, когда конденсированная фаза состоит в основном из металлических частиц.

Эффективность физико-химических процессов лазерного восстановления оксидов в восстановительных газовых средах повышенного давления в значительной мере определяется характером газодинамических течений многофазных парогазовых смесей. Исследование динамики приповерхностной многофазной среды при воздействии лазерного излучения (ЛИ) на материалы в газах повышенного давления методом скоростной фоторегистрации показало, что характер течений в значительной мере зависит от давления и рода газа, плотности потока ЛИ и т. д. [3, 4]. Однако методом скоростной фоторегистрации не удается в деталях изучить процесс образования дисперсной фазы в области конденсации. Не удается установить и зависимость пространственно-временных характеристик области конденсации от давления газа, энергетических параметров ЛИ и т. п. Более того, остается неясным, когда начинается конденсация — во время действия ЛИ на материал или после окончания его.

В данной работе показано, что в парогазовом облаке возникает фронт конденсации, аналогичный конденсационному скачку. Методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии исследована динамика фронта конденсации при действии лазерного излучения на мишень в газе повышенного давления.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Излучение диагностирующего рубинового лазера 1, проходя через диафрагму 2, расширяется отрицательной линзой 4, делится на предметный и опорный

© 1990 Гнедовец А. Г., Кульбацкий Е. Б., Селищев С. В., Смирнов А. Л.,
Углов А. А.