УДК 533.6.011.5

Влияние колебательной неравновесности сверхзвуковых струй CO₂ на их газодинамическую структуру^{*}

И.С. Цырюльников, С.Г. Миронов, Т.В. Поплавская

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

E-mail: tsivan@itam.nsc.ru, mironov@itam.nsc.ru

Численно и экспериментально исследуется неизобарическая сверхзвуковая струя колебательно возбужденного углекислого газа, истекающая из конвергентных осесимметричных сопел в широком диапазоне их диаметра (от 0,03 мм до 114 мм). Численное моделирование осуществлялось в рамках двухтемпературного подхода с использованием релаксационного уравнения Ландау–Теллера для каждой колебательной моды молекул углекислого газа. Оно показало влияние колебательной неравновесности молекул на газодинамическую структуру струй в диапазоне температур 300–900 К, и это влияние подтвердилось экспериментально. Колебательное возбуждение молекул в эксперименте осуществлялось путем нагрева газа. Эффект колебательной неравновесности выражается в уменьшении амплитуд статического давления в ячейках волновой структуры, а также в уменьшении продольного размера и количества ячеек волновой структуры по сравнению с равновесным сверхзвуковым течением. Показано, что максимальный эффект неравновесности проявляется в струях, истекающих из сопла диаметром ≅ 3 мм.

Ключевые слова: сверхзвуковые неизобарические струи, волновая структура, влияние колебательной релаксации.

Введение

Газовые струйные течения нашли широкое применение в системах теплозащиты и управления течениями [1, 2]. Высокотемпературные сверхзвуковые струи многоатомных газов позволяют осуществлять локальный нагрев и химическую модификацию поверхностного слоя материалов [3]. В этих технологических процессах важное значение имеют химический состав и параметры течения в струе перед ее натеканием на поверхность. За редким исключением на практике не удается реализовать идеальное расширение струи, и ее истечение происходит на так называемом нерасчетном режиме, когда в потоке возникает система скачков уплотнения, формирующая волновую структуру струи. В свою очередь, наличие волновой структуры способствует развитию в струйном течении глобальной неустойчивости, приводящей к распаду струи и снижению ее дальнобойности [4].

^{*} Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН. Эксперименты проведены на базе Центра коллективного пользования «Механика» (ИТПМ СО РАН).

[©] Цырюльников И.С., Миронов С.Г., Поплавская Т.В., 2023

Колебательная неравновесность молекул учитывается при проектировании сверхзвуковых сопел летательных аппаратов и высокоэнтальпийных аэродинамических труб [5, 6]. Она оказывает существенное влияние на параметры течения и волновую структуру свободных сильно недорасширенных струй [7-10]. Однако следует отметить, что упомянутые исследования, в которых рассматривались колебательно неравновесные нерасчетные струи, выполнялись на разных газах, при разных степенях нерасчетности струи, с использованием сопел различной формы и различного размера. Это может сказываться на оценке эффективности влияния неравновесности на газодинамические параметры струйного потока, волновую структуру, устойчивость и длину сверхзвукового ядра, полученные в разных исследованиях.

В этой связи представляют интерес экспериментальное и численное исследования влияния колебательного возбуждения и релаксации молекул на течение высокотемпературных сверхзвуковых струй, истекающих из простых конвергентных сопел различного диаметра при небольших величинах степени нерасчетности, когда в струе формируется протяженная и многоячеистая волновая структура. Для понимания основных процессов в сложных сверхзвуковых течениях релаксирующих газов предпочтительно использование молекул с низкой энергией колебательного возбуждения, с хорошо известными термодинамическим свойствами и минимальным числом колебательных мод, что позволяет использовать простые модели колебательной релаксации. Этим требованиям удовлетворяют молекулы углекислого газа, нижняя деформационная колебательная мода которых может быть возбуждена при относительно невысоких температурах нагрева.

В настоящей работе проводится экспериментальное и численное исследование холодных и нагретых сверхзвуковых нерасчетных струй углекислого газа, истекающих из осесимметричных конвергентных сопел в атмосферу при небольшой степени нерасчетности. Волновая структура струй CO₂ сопоставляется с волновой структурой струй воздуха при равных значениях температуры торможения и величины степени нерасчетности.

1. Эксперимент

Эксперименты со сверхзвуковыми нерасчетными струями углекислого газа выполнялись на специально созданном стенде для исследования холодных и нагретых газовых струй. Струи СО₂ истекали из конвергентных осесимметричных сопел диаметром 3 и 4 мм. Сопла представляют собой конусные насадки (см. рис. 1*a*), навинчиваемые



Рис. 1. Сменное сопло диаметром 4 мм (a) и схема проточного нагревателя газа (b).
1 — сопло, 2 — медный теплообменник, 3 — омический нагреватель, 4 — теплоизолятор нагревателя, 5 — тепловая развязка трассы подачи газа, 6 — место установки термопары.

на устройство проточного нагрева газа. Степень нерасчетности *n* определяется как отношение статических давлений на выходе из сопла и во внешнем пространстве.

Схема проточного нагревателя приведена на рис. 1*b*. Нагреватель оснащен герметичным тонкостенным корпусом объемом 5,6 л, внутри которого располагается теплообменник из медной стружки. Медная стружка обеспечивает большую площадь поверхности теплообмена без существенного загромождения потока газа в теплообменнике. Герметичный корпус с теплообменником нагревается с внешней стороны омическим нагревателем с электрической мощностью 3,2 кВт. Омический нагреватель имеет внешнюю теплоизоляцию, что позволяет при данной мощности достичь максимальной температуры газа в теплообменнике — 950 К. Подача газа осуществляется по трассе, внутренний диаметр которой составляет 10 мм, с тепловой развязкой на входе в проточный нагреватель. Температура газа на выходе из теплообменника, перед входом в конусную насадку сопла измеряется хромель-копелевой термопарой. Оцениваемая скорость потока в месте расположения термопары для самого большого диаметра отверстия сопла составляет $\cong 2$ м/с.

Данные о волновой структуре струи (числе и размере ячеек волновой структуры) были получены путем визуализации течения с помощью шлирен-метода. Визуализация течения струи CO₂ осуществлялась теневым прибором ИАБ-451 с диаметром поля наблюдения 200 мм.

Измерения волновой структуры струй выполнялись при фиксированных температурах торможения газа: 300, 600, 750 и 900 К. Давление углекислого газа в трассе поддерживалось на уровне 2,42 атм и измерялось электронным цифровым манометром перед входом в объем нагревателя. При этом давлении величина степени нерасчетности *n* струи CO₂ составляла $n = 1,36 \pm 0,04$ во всем диапазоне исследуемых температур.

2. Модель колебательной релаксации СО2

В соответствии с классификацией газов [11] калорически совершенным называется газ, колебательные степени свободы которого заморожены (время колебательной релаксации τ_{vt} много больше характерного времени течения τ_f), а поступательные и вращательные находятся в равновесии, и теплоемкость которого постоянна (c_p = const). Термически совершенным называется газ, в котором под действием температуры происходит возбуждение колебательных степеней свободы молекул, и теплоемкость такого газа является функцией температуры $c_p = f(T)$. Термически совершенные газы образуют две группы течений: равновесное и неравновесное. Если характерное время течения $\tau_f >> \tau_{vt}$, то течение считается равновесным и теплоемкость такого газа зависит только от температуры. Если же характерное время течения газа сопоставимо со временем колебательной релаксации ($\tau_f \sim \tau_{vt}$), то теплоемкость такого неравновесного газа зависит от температуры и времени и необходимо учитывать колебательную неравновесность.

Для определения диапазона влияния неравновесности на характеристики течения струй CO₂ следует провести оценку величин времени релаксации и вклада энергии колебательных степеней свободы в энтальпию газа. В таблице приведены значения теплоемкости c_p двуокиси углерода в зависимости от температуры, взятые из справочных данных [12]. Для вычисления вклада энергии колебательных степеней свободы в энтальпию CO₂ $((c_p - c_{p,0})/c_p)$ необходимо использовать значение теплоемкости поступательновращательных степеней свободы $c_{p,0}$. Эта величина вычисляется по значения теплоем-

<i>Т</i> , К	<i>с_p</i> , Дж/(кг·К)	$(c_p - c_{p,0}) \big/ c_p$	$P \cdot \tau_{\rm vt}$, атм·с	с, м/с	$l_{\rm f} = c \cdot \tau_{\rm vt}$, m·10 ⁻³
300	851	0,22	$4,8.10^{-6}$	271,5	1,303
600	1080	0,39	$1,5 \cdot 10^{-6}$	376,5	0,565
900	1200	0,45	$0,9 \cdot 10^{-6}$	451,7	0,406

Характерные параметры течения неравновесного газа СО2 (P = 1 атм, M = 1)

костей трех поступательных c_v^t и двух вращательных c_v^r степеней свободы газа при постоянном объеме и удельной газовой постоянной R = 188,9 Дж/(кг·K) по формуле [11]:

$$c_{p} = c_{v}^{t} + c_{v}^{r} + R = \left(\frac{3}{2}R + \frac{2}{2}R + R\right)$$
(1)

Таблица

и равна 661,2 Дж/(кг·К). Из таблицы видно, что уже при комнатной температуре вклад энергии колебательных степеней свободы в энтальпию CO₂ (третий столбец) значителен и превышает 20 %. Также видно, что сильный нагрев газа (более 900 K) не имеет принципиального значения для проявления эффектов влияния возбуждения колебательных степеней свободы на течение, поскольку уже при 900 K вклад в энтальпию достигает 45 % и далее возрастает слабо.

Далее необходимо выполнить оценки времени τ_{vt} и длины l_f колебательной релаксации. Время колебательной релаксации CO₂ вычисляется по аппроксимационной зависимости [13], построенной по экспериментальным данным разных авторов и имеющей следующий вид:

$$P \cdot \tau_{\text{vt}} = \exp(36, 5T^{-1/3} - 3, 9)$$
 [мкс атм],

здесь P — локальное статическое давление, T — локальное значение температуры в К. Длина колебательной релаксации вычисляется как произведение времени колебательной релаксации и локальной скорости звука (шестой столбец). Оценки выполнены при условном давлении P = 1 атм и числе Маха потока M = 1.

Как видно из таблицы, для высокоскоростных струй CO_2 длина релаксации сопоставима с диаметрами сопел порядка 1 мм и может иметь определяющее влияние на структуру струи, истекающей из такого сопла. Наибольшая длина релаксации достигается при T = 300 K, однако вклад колебательного возбуждения в энтальпию газа в этом случае меньше, чем при больших температурах, и вследствие этого можно ожидать, что влияние колебательной релаксации на течение может оказаться слабее, чем при больших T (см. третий столбец таблицы).

При численном моделировании течений углекислого газа следует учитывать то, что молекула CO₂ имеет четыре колебательные моды с характерными колебательными температурами: симметричную, дважды вырожденную деформационную и асимметричную. Наличие нескольких мод ведет к возникновению ряда каналов релаксации: внутримодовые обмены колебательными квантами (vv–обмены), переходы колебательной энергии в поступательную (vt–обмены), а также межмодовые обмены колебательной энергией. Известно, что скорости этих процессов различаются и при температурах порядка 10³ K [14] образуют следующую иерархию [11]: $\tau_{tt} \leq \tau_{rt} \ll \tau_{vv} \ll \tau_{vt} \leq \tau_{f}$, где τ_{f} — характерное время течения, τ_{tt} , τ_{rt} , τ_{vt} — характерные времена установления равновесия по поступательным, вращательным и колебательным степеням свободы молекул, τ_{vt} — характерное время обмена между молекулами колебательными квантами.

В работах [15, 16] было показано, что во многих высокоэнтальпийных течениях колебательно возбужденных газов, и в частности, СО2, при столкновениях обмен квантами колебательной энергии между частицами происходит гораздо чаще, чем переходы колебательной энергии в поступательную и вращательную. Поэтому на временных масштабах $\tau_{\rm rt} \leq \tau_{\rm vt}$ характерные времена более быстрых процессов можно считать пренебрежимо малыми. Это позволяет использовать макроскопический уровень описания колебательной релаксации СО₂ [14] с помощью двухтемпературной модели релаксационных течений, в рамках которой вращательная и поступательная моды находятся в равновесии, а изменение колебательной энергии моделируется дополнительным уравнением релаксации с учетом конечного времени энергообмена между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы молекул. В большинстве исследований для моделирования колебательной релаксации для каждой колебательной степени свободы используется формула Ландау – Теллера [17], которая хорошо показала свою работоспособность для численного моделирования неравновесных течений с малым отклонением от термического равновесия ($T/T_v < 3$, где T и T_v — поступательная и колебательная температуры газа) [18, 19]:

$$\frac{d\mathbf{e}_{\mathrm{v}}}{dt} = \frac{1}{\tau_{\mathrm{vt}}} \left(e_{\mathrm{v}}^{\mathrm{eq}} - e_{\mathrm{v}} \right),$$

где e_v — колебательная энергия, e_v^{eq} — локальное значение равновесной колебательной энергии, определяемой по характерной колебательной температуре, имеющей свое значение для каждой колебательной моды.

3. Постановка задачи численного моделирования влияния колебательной релаксации молекул СО₂ в струйных течениях

Расчетная область для решения задачи истечения сверхзвуковых осесимметричных струй углекислого газа в затопленное пространство состояла из соплового тракта с форкамерой и области истечения струи (рис. 2). Геометрия звукового сопла соответствует условиям эксперимента. Расчетная область покрывалась прямоугольной расчетной сеткой со сгущением к оси симметрии и к плоскости критического сечения сопла. На левой



 входная граница, 2 — выходная граница, 3 — ось симметрии, 4 — поверхность сопла. входной границе 1 задавались значения полного давления и температуры, на внешних границах 2 затопленного пространства задавалось условие истечения во внешнюю среду (P_{inf} , T_{inf}), на нижней границе 3 (ось сопла) ставилось условие симметрии. На стенках сопла 4 задавалось условие равенства колебательной и поступательно-вращательной температур температуре стенки, равной температуре затопленного пространства.

Численное моделирование струйного течения углекислого газа с учетом колебательной релаксации молекул проводилось с помощью пакета ANSYS Fluent на основе решения двумерных уравнений Навье – Стокса с моделью турбулентности k- ω SST с использованием решателя, основанного на плотности, неявной схемы 2-го порядка точности по пространству с Roe-FDS-методом расщепления конвективных потоков, явного метода Рунге – Кутты по времени. Система уравнений замыкалась уравнением состояния совершенного газа. Теплопроводность CO₂ задавалась в соответствии с формулой из кинетической теории, вязкость — по закону Сазерленда, а теплоемкость c_p определялась как функция от температуры. В случае равновесного течения теплоемкость c_p углекислого газа находилась как сумма теплоемкостей поступательно-вращательных степеней свободы $c_{p,0}$ (см. (1)) и колебательных степеней свободы [11]:

$$c_p = \frac{7}{2}R + \sum_{n=1}^{4} \frac{(\theta_n/T)^2 \exp(\theta_n/T)}{\left(\exp(\theta_n/T) - 1\right)^2}R,$$

где T — температура газа в равновесном случае. Молекула CO₂ имеет четыре колебательные степени свободы (n — номер моды колебательной степени свободы), и их характерные колебательные температуры равны: $\theta_{1,2} = 960$ K, $\theta_3 = 1920$ и $\theta_4 = 3380$ K [20].

Для моделирования неравновесности колебательных степеней свободы CO₂ в работе использовалась двухтемпературная модель релаксационных течений, описанная выше. С помощью встраиваемых в расчетный код пользовательских модулей к уравнениям Навье – Стокса добавлялись уравнения сохранения колебательной энергии каждой моды CO₂. Чтобы учесть энергообмен между колебательными и поступательно-вращательными степенями свободы с конечным временем релаксации, в уравнения сохранения ко-

лебательной энергии каждой моды добавлялся источниковый член $q_{tv}^n = \frac{\rho}{\tau_{vt}} \Big(e_v^{eq^n} - e_v^n \Big),$

вычисляемый из уравнения Ландау – Теллера. Для исключения нарушений энергетического баланса системы уравнений Навье – Стокса в соотношения для поступательновращательной энергии добавлялись те же выражения, но с противоположным знаком. Более подробное описание можно найти в работах [19, 21].

Расчеты проводились в широком диапазоне диаметров сопел: d = 0,286, 0,715, 1,43, 2,86, 3,0, 5,72, 11,4, 28,6, 114 мм при <math>n = 1,363. Диаметр сопла непосредственно задает масштаб течения. Для выбранной степени нерасчетности характерный размер первой газодинамической ячейки близок к диаметру сопла.

Для каждого расчетного случая неравновесного течения был рассчитан аналогичный случай равновесного течения, в котором использовалось приближение термически совершенного газа с зависимостью теплоемкости от температуры.

4. Результаты

В неизобарических струях на выходе из сопла газ имеет значительную скорость в радиальном направлении, что приводит к течению с областями расширения и сжатия,

сопряженными с ударными волнами сложной конфигурации. Вследствие этого на некотором расстоянии от среза сопла в струе образуется последовательность характерных бочкообразных приближенно подобных газодинамических структур (ячеек волновой структуры), очертания которых постепенно размываются под воздействием волновых потерь и эффектов вязкости в нарастающем вдоль границы струи слое смешения.

На рис. 3 показаны расчетные распределения нормированного на давление во внешней среде P_{inf} статического давления вдоль оси струй CO₂, истекающих из сопел различных диаметров при одинаковых параметрах торможения. Пунктирными кривыми l показаны данные для равновесного течения, а сплошными 2 — данные для течения с учетом колебательной релаксации. В зависимости от диаметра сопла наблюдаются три различные картины газодинамической структуры струи. В случае сопел больших диаметров (d = 114 мм) структуры равновесной и неравновесной струй практически идентичны (рис. 3a). С уменьшением диаметра сопла структуры струй начинают различаться (рис. 3b, 3c) как по продольным размерам ячеек (уменьшение размера бочкообразных структур), так и по величине максимальных амплитуд давления на разных газодинамических ячейках. В частности, при диаметрах сопел в диапазоне от 1 до 6 мм (см., например, рис. 3b) эти отличия усиливаются настолько, что уменьшается и общее количество ячеек волновой структуры струи (бочкообразных структур).

Для разных диаметров сопла вычислялись значения максимумов величин $\Delta P = P - P_{inf}$ (амплитуды давления), полученных в равновесном (ΔP_{eq}) и неравновесном (ΔP_{noneq}) случаях. На рис. 4*a* приведены отношения этих величин на первых четырех от среза сопла ячейках волновой структуры с номерами от 1 до 4. Видно, что колебательная релаксация CO₂ существенно влияет на структуру струи, а именно: приводит к уменьшению амплитуд давления, и это уменьшение наблюдается в широком диапазоне диаметров сопел. При этом зависимости имеют экстремум (минимум), соответствующий значению диаметра $d \cong 3$ мм, где влияние неравновесности на структуру струи оказывается наиболее существенным.

На рис. 4b для разных диаметров сопел показаны значения продольного размера L_s первой ячейки, нормированные на соответствующий диаметр сопла d для равновесного (5) и неравновесного (6) вариантов расчета. В качестве продольного размера первой ячейки принималось расстояние от среза сопла до первого максимума статического давления.



Рис. 3. Нормированное статическое давление на оси струи CO_2 при $P_0 = 2,42$ атм и $T_0 = 600$ К при диаметрах сопла d = 114 (*a*), 2,86 (*b*), 0,286 (*c*) мм. *I* — равновесный случай, *2* — неравновесный случай.



Рис. 4. Отношение максимумов статического давления в ячейке волновой структуры с номером *i* (*i* =1÷4), полученных в неравновесном и равновесном случаях (*a*), и изменение продольного размера первой ячейки волновой структуры (*b*) в зависимости от диаметра сопла при P_0 = 2,42 атм, T_0 = 600 K.

I-4 — данные для первых четырех ячеек волновой структуры,
5 — равновесный случай, 6 — неравновесный случай.

Видно, что в равновесном случае длина первой ячейки волновой структуры практически постоянна при вариациях диаметра сопла. В случае неравновесного течения значения L_s/d изменяются от $\cong 0,8$ при малых диаметрах сопел ($d \le 1$ мм) до $\cong 0,94$ при диаметрах сопел более 10 мм. Следует отметить, что максимум производной зависимости продольного размера ячейки волновой структуры от диаметра сопла наблюдается при $d \approx 3$ мм, при котором выявлен максимальный эффект ослабления амплитуд давления на ячейках волновой структуры струи (см. рис. 4*a*). Аналогичный эффект ослабления амплитуд давления диаметра сопла SF₆.

Поскольку размеры ячеек волновой структуры струи связаны с отношением скорости потока к скорости звука, а газ при истечении из сопла испытывает квазипериодические изменения давления вдоль линий тока, то между наблюдаемым влиянием неравновесности в струйных течениях и распространением звука в неравновесном газе можно провести аналогию. Т.е. периодическая волновая структура в струйном течении аналогична распространению звуковых волн в системе координат, связанной с фронтом звуковой волны. Для подтверждения этой аналогии численно решалась модельная задача распространения звука в неравновесном CO₂ при атмосферном давлении и температуре 600 К в осесимметричной расчетной области большой протяженности. На входной границе задавались колебания давления по гармоническому закону с заданной частотой. При этом возбуждались звуковые волны, распространяющиеся по расчетной области. В результате расчета были определены значения длины волны λ и скорости звука c, а также зависимость амплитуды звуковых волн от расстояния от входной границы. Эта зависимость хорошо описывается экспоненциальным законом. Таким образом, были получены коэффициенты затухания звука α . На рис. 5*a* представлены значения скорости звука в зависимости от частоты и длины звуковой волны. Видно, что в модельном неравновесном газе возникает эффект частотной дисперсии скорости звука, что совпадает с данными



Рис. 5. Дисперсионная кривая для скорости звука в CO₂ (a) и зависимость от длины звуковой волны коэффициента поглощения на длину волны (b) при $T_0 = 600$ К.

работы [22]. Скорость звука *с* на низких частотах звуковых колебаний, когда колебательные степени свободы успевают релаксировать, отличается от скорости звука на высоких частотах, когда колебательные степени заморожены. Между этими значениями существует диапазон частот, связанных со временем колебательной релаксации, $f \sim 1/\tau_{vt}$, при которых происходит относительно быстрое увеличение скорости звука с ростом частоты (см. рис. 5*a*). Именно эта область относительно быстрого изменения скорости звука в зависимости от частоты (длины волны) соответствует области сильного поглощения звука (рис. 5*b*), вызванного колебательной релаксацией молекул CO₂ (молекулярное поглощение), и феноменологически это явление описывается возникновением дополнительной объемной вязкости, характеризующей процесс диссипации энергии. На кривой рис. 5*b* приведены значения коэффициента звукопоглощения на длину волны $\alpha\lambda$, который имеет максимум при длине волны $\lambda^* \cong 2 \div 3$ мм.

В струйном течении в качестве аналога длины звуковой волны можно рассматривать размер газодинамических ячеек L_s , зависящий от диаметра сопла d. В соответствии с рис. 4 при d > 10 мм параметры неравновесного и равновесного течений очень близки, а значит, процессы релаксации колебательных степеней свободы СО₂ проходят настолько быстро, что течение соответствует равновесному случаю. В диапазоне 1 мм < d < 10 ммпараметры неравновесного течения существенно отличаются от параметров равновесного течения, что свидетельствует о значительном влиянии колебательной релаксации молекул СО₂. Влияние колебательной релаксации приводит к диссипации колебательной энергии на ячейках волновой структуры струи. При небольшой нерасчетности истечения газа (например, n = 1,363) нормированный продольный размер ячеек волновой структуры струи определяется известным соотношением Прандтля $L_{\rm s}/d \sim \sqrt{M^2 - 1}$. За счет дисперсии скорости звука (см. рис. 5а) происходит быстрое изменение числа Маха М и, соответственно, продольного размера газодинамической ячейки L_s, что хорошо видно на рис. 4b. Изменение амплитуд статического давления в ячейках волновой структуры, исходя из вышеописанной аналогии с акустическими явлениями в неравновесном газе, можно объяснить появлением дополнительной объемной вязкости, возникающей вследствие термической релаксации молекул. Аналогичный эффект возникновения дополнительной объемной вязкости, связанный с релаксацией колебательного возбуждения молекул, был описан в работе [23]. Более того, область минимальных значений амплитуд статического давления в ячейках волновой структуры струи CO_2 (рис. 4*a*) совпадает с областью максимального коэффициента поглощения звука в CO_2 (рис. 5*b*). Это еще раз демонстрирует правомерность проведения аналогии для характеристик волновой структуры струйного течения CO_2 с распространением звука в колебательно неравновесном газе.

Результаты расчетов были подтверждены данными визуализации поля течения холодных и нагретых недорасширенных струй CO₂. На рис. 6 представлены экспериментальные результаты шлирен-визуализации (интеграл вдоль направления наблюдения от градиента плотности вдоль оси струи) при различных температурах газа, а также аналогичные шлирен-картины, полученные из расчетных данных. Следует отметить согласованность расчетных и экспериментальных данных по визуализации волновой структуры течения. Видно, что при низкой температуре поле течения струй в обоих случаях содержит большое количество ячеек волновой структуры. С увеличением температуры количество газодинамических ячеек существенно уменьшается вследствие термической релаксации молекул CO₂.

На рис. 7 проиллюстрированы примеры количественного сравнения расчетных и экспериментальных данных оцифровки шлирен-изображений I вдоль оси струи CO₂, нормированных на максимум значения I_1 , полученного для первой газодинамической



Рис. 6. Шлирен-визуализация струй CO₂ (a-d) и расчетные данные для неравновесного случая (e-h) при $P_0 = 2,42$ атм, d = 3 мм. $T_0 = 300 (a, e), 600 (b, f), 750 (c, g), 900 (d, h)$ К.



при d = 3 мм, n = 1,36, $P_0 = 2,42$ атм. $T_0 = 300 (a), 600 (b), 750 (c), 900 (d)$ K; l — данные эксперимента, 2 — результаты расчета (неравновесный случай).

ячейки. Видно хорошее согласование данных по продольным размерам и по величине максимальных амплитуд давления на разных газодинамических ячейках.

На рис. 8 представлено сопоставление экспериментальных картин шлиренвизуализации струй воздуха и CO₂ при различных температурах торможения. Это позволяет сравнить волновую структуру струй газов с высокой и низкой энергией колебательного возбуждения. Давление торможения воздуха P_0 выбиралось равным 2,58 атм, что обеспечивало равенство величины степени нерасчетности для струй воздуха и CO₂. На рис. 8 видно, что при низкой температуре (~ 300 K) газодинамические структуры течения струй качественно подобны и содержат большое количество ячеек волновой



Рис. 8. Шлирен-визуализация струй воздуха при давлении $P_0 = 2,58$ атм (a, c) и колебательно возбужденного CO₂ при давлении $P_0 = 2,42$ атм (b, d) при d = 4 мм. $T_0 = 300, (a, b), 900 (c, d)$ К.

структуры. С увеличением температуры торможения количество ячеек в струе воздуха практически не меняется, в то время как в струе CO₂ их число существенно уменьшается. Это свидетельствует о влиянии колебательного возбуждения и колебательной релаксации молекул CO₂ на газодинамическую структуру течения струи.

Заключение

Проведены экспериментальные и расчетные исследования влияния колебательной неравновесности молекул в сверхзвуковых недорасширенных струях углекислого газа на их газодинамическую структуру. Численное моделирование задачи выполнено в рамках двухтемпературной модели релаксационных течений. Проведено сопоставление расчетных данных с результатами шлирен-визуализации струй при различных температурах торможения.

Показано, что колебательная релаксация углекислого газа приводит к изменению продольного размера ячеек волновой структуры сверхзвуковой струи, ослаблению амплитуд давления вдоль оси струи и уменьшению количества ячеек волновой структуры по сравнению с равновесным случаем.

Установлена аналогия между наблюдаемым влиянием колебательной неравновесности в струях углекислого газа и распространением звука в неравновесном CO₂, которые имеют общий механизм — возникновение дополнительной объемной вязкости газа вследствие колебательной релаксации молекул.

Список литературы

- 1. Wang Z., Zhang X. Research of a novel combined shock control mechanism for thermal protection and drag reduction in hypersonic compressible flow field // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2023. Vol. 201. P. 123592.
- Kumar V., Alvi F.S. Use of high-speed microjets for active separation control in diffusers // AIAA J. 2006. Vol. 44, No. 2. P. 273–281.
- 3. Сагбиев И.Р. Струйный высокочастотный разряд пониженного давления в процессах модификации поверхностных нанослоев конструкционных материалов // Автореферат диссертации на соискание уч. степени доктора техн. наук. Казань. 2009. 33 с.
- 4. Nogueira P.A.S., Jordan P., Jaunet V., Cavalieri A.V.G., Towne A., Edgington-Mitchell D. Absolute instability in shock-containing jets // J. Fluid Mech. 2022. Vol. 930. P. 1–28.
- 5. Huang H., Qu Z., Lu J., Zeng M. Numerical simulation of vibration-nonequilibrium nozzle flow // J. National University Defense Technology. 1997. Vol. 19, No. 4. P. 5–8.
- 6. Петрова В.В. Неравновесное течение смесей двухатомного и инертного газов в сужающихся и расширяющихся соплах // ХХ Юбилейный междунар. семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям, 1–3 июля 2004 Санкт-Петербург. Тезисы докладов. С. 206.
- 7. Карелов Н.В., Сковородко П.А., Ярыгин В.Н. Колебательная релаксация в струях за звуковыми соплами // Динамика разреженных газов. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1976. С. 120–133.
- Жаркова Н.Г., Проккоев В.В., Ребров А.К., Сковородко П.А., Ярыгин В.Н. Эффекты неравновесной конденсации и колебательной релаксации при сверхзвуковом расширении углекислого газа // Химическая физика процессов горения и взрыва. Кинетика химических реакций. Черноголовка: ОИХФ АН СССР 1977. С. 19–22.
- Ганноченко Г.И., Задорожный Н.А. Влияние неравновесных процессов на волновую структуру недорасширенной плоской // Инженерно-физические проблемы новой техники: тез. докл. 4-го Междунар. совещания. М., 1996. С. 180–181.
- Aniskin V., Maslov N., Mironov S., Tsybulskaya E., Tsyryulnikov I. Specific features of the gas-dynamic structure of supersonic axisymmetric microjets of a nonequilibrium SF6 gas // Phys. Review Fluids. 2020. Vol. 5. Art. 083401.
- **11. Гордиец Б.Ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А.** Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. М.: Наука, 1980. 512 с.
- 12. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 2006. 720 с.

- Camac M. CO₂ relaxation prosses in shock waves // Fundamental Phenomena in Hypersonic Flow. 1966. P. 195–218.
- 14. Осипов А.И., Уваров А.В. Кинетические и газодинамические процессы в неравновестной молекулярной физике // Успехи физических наук. 1992. Т. 162, № 11. С. 1–42.
- **15.** Физико-химические процессы в газовой динамике // Под ред. Г.Г. Черного, С.А. Лосева. М.: Изд-во Моск. ун-та. 1995. 350 с.
- 16. Гордиец Б.Ф., Жданок С.А. Неравновесная колебательная кинетика / Под ред. М. Капители. М.: Мир. 1989. С. 61–103.
- 17. Ландау Л.Д., Теллер Е. К теории дисперсии звука // Собрание трудов. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 181–188.
- 18. Петров Н.В., Кириловский С.В., Поплавская Т.В., Шоев Г.В. Численное исследование неравновесных течений с различными моделями колебательной релаксации // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, вып. 13. С. 72–79.
- 19. Поплавская Т.В., Решетова А.И., Цырюльников И.С. Воздействие звукопоглощающих покрытий на развитие возмущений в потоке смеси колебательно-возбужденных газов // Теплофизика и аэромеханика. 2019. Т. 26, № 3. С. 451–462.
- 20. Лунев В.В. Течение реальных газов с большими скоростями. М.: Физмалит, 2007. 652 с.
- 21. Кириловский С.В., Маслов А.А., Поплавская Т.В., Цырюльников И.С. Влияние колебательной релаксации на развитие возмущений в ударном слое на пластине // Журн. техн. физики. 2015, Т. 85, вып. 5. С. 12–22.
- 22. Красильников В.А. Звуковые волны в воздухе, воде и твердых телах. М.: Физмалит, 1960. 560 с.
- 23. Григорьев Ю.Н. Ершов И.В. Диссипация вихревых возмущений в колебательно-неравновесном двухатомном газе // Теплофизика и аэромеханика. 2012. Т. 19, № 3. С. 291–300.

Статья поступила в редакцию 10 февраля 2023 г., после доработки — 10 мая 2023 г., принята к публикации 16 июня 2023 г.