

На правах рукописи

ШУМКОВ Сергей Григорьевич

СКАЧКИ УПЛОТНЕНИЯ В ПОТОКАХ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА

01.02.05 Механика жидкости, газа и плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2016 г.

Работа выполнена в Санкт-Петербургском государственном университете.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор РЫДАЛЕВСКАЯ Мария Александровна

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Кузнецов Михаил Михайлович,
Московский государственный областной университет
профессор кафедры теоретической физики

кандидат физико-математических наук,
доцент Чесноков Юрий Георгиевич,
Санкт-Петербургский государственный
технологический институт
(технологический университет)
доцент кафедры процессов и аппаратов

Ведущая организация: Балтийский государственный технический
университет «Военмех» им. Д.Ф. Устинова
(Санкт-Петербург)

Защита диссертации состоится " ____ " _____ 2016 года в ____ часов на заседании совета Д 212.232.30 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Санкт-Петербургском государственном университете по адресу: 198504, Санкт -Петербург, Петродворец, Университетский пр., д. 28, математико-механический факультет, ауд. 405.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Санкт-Петербургского государственного университета по адресу: 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7/9 и на сайте: <http://spbu.ru/science/disser/soiskatelyu-uchjonoj-stepeni/dislist/details/14/748.html>

Автореферат разослан " ____ " _____ 2016 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета:

Е.В. Кустова

Общая характеристика работы

Актуальность. Исследование течений газов с внутренними степенями свободы необходимо в задачах высокотемпературной и высокоскоростной аэродинамики, физики атмосферы, плазмохимии, в некоторых отраслях химической технологии, в задачах космической и лазерной техники.

Диссертационная работа посвящена исследованию влияния колебательных степеней свободы молекул на газодинамические параметры и ударно-волновые процессы в углекислом газе.

Колебательная релаксация является наиболее медленным процессом, ее время в ряде случаев может превосходить характерное макроскопическое время. Это приводит к возникновению колебательной неравновесности в потоках газа.

Актуальность подобных исследований объясняется наличием углекислого газа в атмосферах Марса и Венеры. Изучение релаксационных процессов в углекислом газе имеет важное значение и для решения ряда технологических и экологических проблем. Например, молекулы углекислого газа входят в состав активных сред ряда газодинамических лазеров. Уменьшение парникового эффекта в атмосфере Земли, в принципе, возможно за счет разложения молекул CO_2 с помощью возбуждения колебательных степеней свободы.

Целью работы являлось поэтапное исследование квазистационарных состояний углекислого газа в пространственно-однородном случае и на границах релаксационных зон за фронтом ударных волн.

Достоверность результатов определяется использованием строгого математического аппарата кинетической теории и газовой динамики, а также на основе физического анализа и качественного сравнения с работами других авторов.

Научная новизна работы. В диссертационной работе получены следующие основные научные результаты:

1. Определено поведение скорости звука на разных стадиях релаксации углекислого газа. Показано, что основное влияние на скорость звука оказывают обмены между колебательной и поступательной энергией в молекулах CO_2 .
2. Рассмотрены различные временные этапы колебательной релаксации углекислого газа после энергетических воздействий, которые осуществляются в активной среде газодинамических лазеров.

3. Предложена методика послойного исследования структуры ударных волн в равновесных и неравновесных потоках углекислого газа.

4. При исследовании прямых и косых скачков уплотнения показано, что интенсивное изменение газодинамических параметров происходит в начальной зоне RT -релаксации и завершающей зоне перехода к состоянию нового термодинамического равновесия.

Научная и практическая ценность. Предложенная схема пространственно-временного разделения процессов колебательной релаксации в углекислом газе может служить основой для решения ряда научных и технологических проблем. Результаты работы могут быть использованы в лазерной технике и космической аэродинамике (в частности, при исследовании процессов происходящих в атмосфере Марса).

Положения, выносимые на защиту:

1. Схема описания течений углекислого газа на разных стадиях релаксации.
2. Определение адиабатического коэффициента k для разных стадий релаксации и его влияния на скорость звука в углекислом газе; установлено, что окорезонансные межмодовые обмены колебательной энергией не меняют температурную зависимость скорости звука.
3. Рассчитаны температуры, определяющие заселенности колебательных уровней на разных временных этапах релаксации углекислого газа после энергетической накачки на различные колебательные моды.
4. Послойное исследование структуры прямых и косых скачков уплотнения в равновесных потоках CO_2 ; оценка роли межмодовых обменов в формировании параметров газа на границах релаксационных зон.
5. Оценка влияния колебательной неравновесности набегающего потока на релаксационную структуру прямых и косых скачков уплотнения.

Апробация результатов. Результаты, представленные в диссертации, докладывались на следующих международных конференциях:

1. Международная конференция по механике "Шестые Поляховские чтения" (Санкт-Петербург, 2012 г.);
2. Международная конференции по механике "Седьмые Поляховские чтения" (Санкт-Петербург, 2015 г.).

Результаты также докладывались на научных семинарах кафедры гидро-

аэромеханики Санкт-Петербургского государственного университета.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в работах [1-5], из них три ([1-3]) в журналах, входящих в перечень рецензируемых научных журналов, рекомендованных ВАК. Список работ приведен в конце автореферата. В работе [1] постановка задачи принадлежит научному руководителю Рыдалевской М.А. В работах [1] и [4] вычисления проводилась Игнатковой М.Г., Шумкову С.Г. принадлежит получение квазистационарных распределений и оценка результатов вычислений.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Диссертация изложена на 125 страницах, содержит 32 рисунка, 2 таблицы и список литературы, включающий 108 наименований.

Содержание работы

Во введении приводится краткая характеристика работы, обосновывается ее актуальность и достоверность. Приводится структура диссертации и ее объем. Дан краткий исторический обзор развития методов кинетической теории газов.

Глава 1 посвящена кинетическому и газодинамическому описанию течений углекислого газа с внутренними степенями свободы в разных физических ситуациях. Рассматривается углекислый газ при умеренных температурах, учитывается возбуждение лишь сравнительно невысоких уровней колебательной энергии (десяти уровней первой, двадцати второй и пяти уровней третьей моды). Процессы диссоциации и рекомбинации не рассматриваются. Для описания колебательных степеней свободы используется модель гармонического осциллятора.

Колебательная релаксация углекислого газа разделяется на разные стадии в зависимости от типа рассматриваемых обменов энергией и величины дефекта резонанса колебательной энергии. В работах Е.Е. Никитина, А.И. Осипова и А.В. Уварова отмечалось, что в случае, когда частоты двух колебательных мод ν_i и ν_k относятся как небольшие целые числа $\nu_i : \nu_k \approx m : n$, резко увеличивается вероятность обменов вида:

$$(v_i) + (v_k) \leftrightarrow (v_i \pm n) + (v_k \mp m). \quad (1)$$

Это позволяет, наряду с внутримодовыми колебательными VV -обменами, выделить некоторые группы межмодовых VV' -обменов. На основе (1) в углекислом газе выделяется стадия $VV'^{(1-2)}$ -релаксации, когда происходят двухквантовые переходы между симметричной и деформационной модами. Кроме того, в углекислом газе выделяются трехквантовый $VV'^{(2-3)}$ переход энергии между антисимметричной и деформационной модами и $VV'^{(1-2-3)}$ обмен между всеми колебательными модами молекулы.

Процесс колебательной релаксации разделяется на следующие стадии: RT -релаксацию, при которой происходят только поступательно-вращательные энергетические переходы; внутримодовую VV -релаксацию; три стадии VV' -релаксации и VRT -релаксацию, когда происходят любые обмены энергией (она соответствует состоянию термодинамического равновесия). На этапе завершения каждой стадии релаксации приводится система аддитивных инвариантов столкновений. Она включает суммарное значение поступательной, вращательной и той части колебательной энергии, которая на данной стадии обменивается с поступательной, единицу, импульс и некоторые дополнительные инварианты столкновений быстрого процесса. С учетом того, что логарифм функции распределения может быть выражен как линейная комбинация аддитивных инвариантов, на этапе завершения каждой стадии релаксации выписываются квазистационарные функции распределения:

$$f_{vr}^{(0)} = s_{vr} \frac{m^3}{h^3} \exp \left(\sum_{\lambda=0}^{\Lambda} \gamma_{\lambda} \psi_{vr}^{(\lambda)} \right), \quad (2)$$

где s_{vr} – статистический вес r -го вращательного и v -го колебательного уровня молекулы; m – масса молекул; h – постоянная Планка; $\psi_{vr}^{(\lambda)}$ ($\lambda = 0, 1, \dots, \Lambda$) – независимые аддитивные инварианты столкновений, учитываемые на данной стадии релаксации; γ_{λ} – интенсивные параметры, которые могут зависеть только от координат и времени.

На этапе завершения стадии RT -релаксации квазистационарные функции распределения будут соответствовать поуровневому приближению колебательной кинетики. На этапе завершения стадии VV -релаксации дополнительными инвариантами быстрого процесса являются колебательные энергии каждой моды, функции распределения соответствуют четырехтемпературному приближению колебательной кинетики.

На этапе завершения стадии $VV^{(1-2)}$ сохраняется суммарная поступательно-вращательная и колебательная энергия первых двух мод. Дополнительными инвариантами будут колебательная энергия третьей моды и число квантов второй моды $(2v_1 + v_2)\varepsilon_1^{(2)}$ ($\varepsilon_1^{(2)}$ – колебательная энергия первого уровня второй моды). Им соответствуют интенсивные параметры $\gamma_{1,2} = 1/(kT) - 1/(kT_{1,2})$ (k – постоянная Больцмана; T – температура газа; $T_{1,2}$ – колебательная температура первых двух мод) и $\gamma_3 = -1/(kT_3)$ (T_3 – колебательная температура третьей моды).

На этапах завершения стадий $VV^{(2-3)}$ и $VV^{(1-2-3)}$ -релаксации сохраняется полная энергия. Дополнительным инвариантом будет число квантов $(2v_1 + v_2 + v_3)\varepsilon_1^{(2)}$. Ему соответствует $\gamma_{1,2,3} = 1/(kT) - 1/(kT_{1,2,3})$ ($T_{1,2,3}$ – колебательная температура трех мод).

На стадиях VV' -релаксации функции распределения учитывают влияние дефекта резонанса колебательных обменов. В состоянии термодинамического равновесия функция распределения соответствует Максвелл-Больцмановскому распределению с температурой газа T .

Далее кратко описывается аналитическая формула для скорости распространения малых возмущений, которая в аэродинамике отождествляется со скоростью звука. Выражение, полученное в работе Рыдалевской М.А. (2000), рассматривается для разных стадий релаксации углекислого газа. Скорость звука представлена как квадратный корень из произведения адиабатического коэффициента k на отношение давления к плотности. Однако, при этом k не является постоянным, а зависит от интенсивных параметров, являющихся определяющими на рассматриваемой стадии релаксации. Исследовано влияние колебательной неравновесности на коэффициент k и скорость звука. Результаты численных расчетов представлены в конце главы.

На стадиях RT и VV -релаксации коэффициент k не зависит от температуры и равен 1,4. В рассматриваемых условиях учет межмодовых обменов оказывает на величину k слабое влияние. С ростом температуры газа T коэффициент k приближается к значению 1,4. Когда значения колебательных температур $T_{1,2}$ и $T_{1,2,3}$ выше, чем значения температуры газа, коэффициент k меньше 1,4. Особенно это заметно на стадиях $VV^{(2-3)}$ и $VV^{(1-2-3)}$. Видимо, это связано с увеличением заселенностей колебательных уровней при температурах $T_{1,2}$ и $T_{1,2,3}$, превосходящих температуру T . В условиях равновесия значение k

тем меньше, чем выше температура газа. При сравнительно низких температурах коэффициент k близок к 1,4, с повышением температуры значение k резко уменьшается и достигает значения 1,28 при температуре $T = 1500K$.

На рис. 1 представлена зависимость коэффициента k от температуры газа на разных стадиях релаксации.

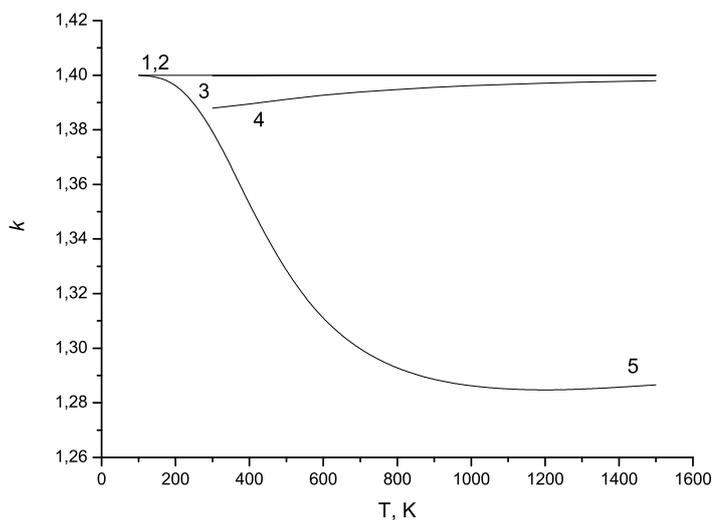


Рис. 1. Зависимость коэффициента k от температуры газа T на разных стадиях релаксации. Кривые 1 и 2 соответствуют завершению стадий RT и VV -релаксации; кривая 3 – $VV^{(1-2)}$ -релаксации при $T_{1,2} = 1500K$; кривая 4 – $VV^{(2-3)}$ и $VV^{(1-2-3)}$ -релаксации $T_{1,2,3} = 1500K$; кривая 5 – VRT -релаксации.

Результаты расчетов коэффициента k позволили получить зависимости скорости звука a от температуры газа T на этапах завершения разных стадий релаксации. Удалось показать, что процессы, близкие к резонансным, практически не меняют скорость звука. Она изменяется только при учете неупругих нерезонансных процессов.

Глава 2 посвящена пространственно-однородной релаксации углекислого газа после энергетического воздействия на отдельные колебательные моды. Рассматривается ситуация, когда некоторый изолированный газовый объем, который находился в состоянии термодинамического равновесия, выводится из этого состояния в результате энергетической накачки на одну из колебательных мод молекулы CO_2 .

Проводится последовательное исследование состояний газа на этапах завершения разных стадий релаксации после энергетической накачки (подачи молекул на верхний уровень колебательной энергии) на первую, вторую и третью

колебательную моду. В результате энергетической накачки в соответствующей колебательной моде образуется бoльцмановское распределение с температурой T^* , отличной от температуры газа T_0 .

Начальные распределения по своему виду совпадают с теми, которые устанавливаются на этапах завершения VV -релаксации после энергетической накачки на одну из мод. При условиях энергетической накачки на первую или вторую колебательные моды процесс релаксации осуществляется через 3 стадии (две стадии VV' -релаксации и одну стадию VRT - релаксации). В случае энергетической накачки на третью моду процесс перехода к новому равновесию включает только две стадии (одну стадию VV' -релаксации и VRT стадию, когда осуществляется процесс перехода к состоянию полного термодинамического равновесия. Распределение разных типов колебательной энергии, образующееся после завершения энергетической накачки на 3-ю моду, по своему виду соответствует распределению на этапе завершения стадии $VV'^{(1-2)}$ -релаксации.

В настоящей главе для всех случаев накачки выписываются условия нормировки на этапе завершения каждой стадии релаксации. В общем виде они выглядят следующим образом:

$$\tilde{e}(\gamma'_0, \gamma'_1, \dots, \gamma'_\Lambda) = \tilde{e}^{(0)}(\gamma_0^{(0)}, \gamma^*), \quad (3)$$

$$n(\gamma'_0, \gamma'_1, \dots, \gamma'_\Lambda) = n^{(0)}(\gamma_0^{(0)}, \gamma^*), \quad (4)$$

$$\Psi_\lambda(\gamma'_0, \gamma'_1, \dots, \gamma'_\Lambda) = \Psi_\lambda^{(0)}(\gamma_0^{(0)}, \gamma^*), \quad \lambda = 1, \dots, \Lambda. \quad (5)$$

Здесь \tilde{e} – суммарная поступательно-вращательная и та часть колебательной энергии, которая обменивается с поступательной при столкновениях, описываемых операторами быстрых процессов на данной стадии релаксации; n – число частиц; параметры Ψ_λ являются суммарными значениями дополнительных инвариантов оператора быстрых процессов. Выражения в правой части вычисляются по функциям распределения, которые устанавливаются после энергетической накачки, с известными параметрами $\gamma_0^{(0)} = -1/(kT_0)$ и $\gamma^* = -1/(kT^*)$. Выражения в левой части вычисляются по распределениям, соответствующим рассматриваемой стадии релаксации. В состоянии равновесия отсутствуют уравнения (5).

Условия (3)-(5) представляют собой замкнутые системы нелинейных ал-

гебраических уравнений. В результате решения этих систем уравнений находятся температура газа и дополнительные колебательные температуры, соответствующие рассматриваемым стадиям релаксации. Конкретные расчеты температурных зависимостей проводятся последовательно для всех стадий релаксации после накачке на каждую из мод. Выписанные системы уравнений решаются методом Ньютона. Результаты расчетов представлены на графиках в конце последнего параграфа главы.

Вычисления показали, что при накачке на первую и вторую колебательные моды стадии межмодовых обменов VV' приводят к выравниванию колебательных температур $T_{1,2}$ и $T_{1,2,3}$. При этом наиболее влиятельным является $VV^{(1-2)}$ обмен. Релаксация газа завершается новым состоянием термодинамического равновесия с более высокой температурой газа. При этом в процессе релаксации изменения температуры происходят не сразу, а наблюдается инкубационный период, связанный с тем, что вначале происходят VV' -обмены, при которых нет перехода между поступательной и колебательной энергией, а затем происходит некоторое перераспределение колебательной энергии молекул.

На рис. 2 представлена зависимость температуры газа T на этапе завершения стадии VRT -релаксации от начальной температуры T_0 после энергетической накачки с $T^* = 1500K$ на разные колебательные моды.

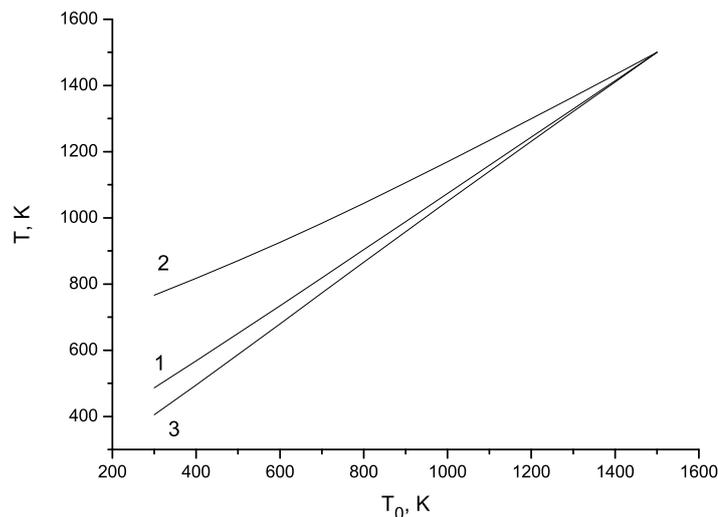


Рис. 2. Зависимость новой равновесной температуры T от начальной температуры T_0 после накачки на разные колебательные моды энергии порядка $T^* = 1500K$. Кривая 1 соответствует накачке на первую моду; 2 – на вторую моду; 3 – на третью моду.

При воздействиях в антисимметричной третьей моде происходят наимень-

шие изменения температуры газа T , в отличие от ситуации воздействия на вторую колебательную моду.

В Главе 3 изучаются ударные волны в сверхзвуковых потоках углекислого газа. Ударная волна моделируется как узкий (по сравнению с характерными размерами течения) переходный слой между двумя состояниями термодинамического равновесия.

В работах Е.В. Ступоченко, С.А. Лосева и А.И. Осипова было показано, что ударные волны утолщаются за счет физико-химических процессов и могут быть разделены на релаксационные зоны.

В главе проводится послойное исследование скачков уплотнения в равновесном потоке CO_2 . Выделяются зоны RT , VV , VV' и VRT -релаксации. На границе каждой из релаксационных зон выписываются обобщенные условия динамической совместности. В общем виде их можно представить следующим образом:

$$[\rho \vec{v} \theta] = [p] \cdot \vec{n}, \quad (6)$$

$$\left[\left(\rho \frac{v^2}{2} + \tilde{e} \right) \theta \right] = [p \vec{v} \cdot \vec{n}], \quad (7)$$

$$[\rho \theta] = 0 \quad (8)$$

$$[\Psi_\lambda \theta] = 0, \quad \lambda = 1, \dots, \Lambda. \quad (9)$$

Здесь ρ , \vec{v} , p – плотность, скорость и давление газа; θ – скорость распространения ударных волн; \vec{n} – единичный вектор нормали к поверхности разрыва. За $[b] = b^{(+)} - b^{(-)}$ обозначен скачок газового параметра b , где за $b^{(-)}$ обозначено значение b перед фронтом ударной волны, а за $b^{(+)}$ – за фронтом.

В данной главе рассматриваются косые и прямые скачки уплотнения, возникшие в равновесном потоке углекислого газа. Условия (6)-(9) конкретизируются для косых и прямых скачков уплотнения и записываются в симметричной форме на границах соответствующих релаксационных зон. На границе зоны VRT -релаксации уравнения (9) отсутствуют. Все макропараметры, входящие уравнения (6)-(9), вычисляются через соответствующие квазистационарные распределения. До ударной волны справедливо равновесное распределение. В ситуации, когда состояние до ударной волны известно, условия совместности на границе каждой релаксационной зоны соответствуют замкнутым системам

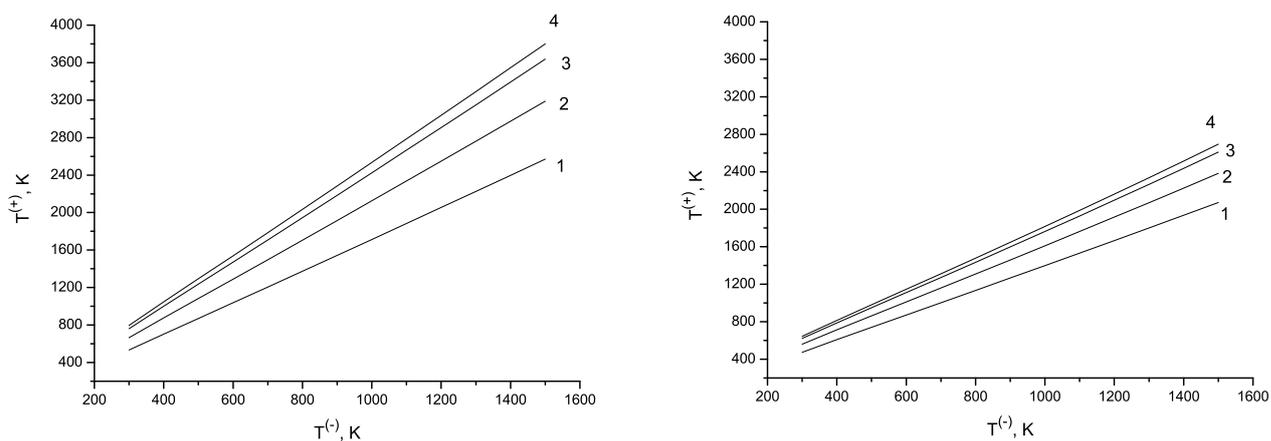
алгебраических уравнений, неизвестными в которых являются интенсивные параметры γ_λ , входящие в квазистационарные распределения.

Для решения полученных систем уравнений был выбран итерационный численный метод – метод Ньютона, как и в главе 2. Решение систем уравнений (6)-(9) позволило определить структуру скачка и найти значения газодинамических параметров на границах релаксационных зон в косых и прямых скачках уплотнения.

Конкретные расчеты проводились для ударных волн при различных углах наклона к скорости набегающего потока и умеренных температурах и скоростях. Кроме того, для случая косого скачка уплотнения на границах релаксационных зон были определены углы отклонения потока и построены гиподиссоиды сильных разрывов.

На границах всех релаксационных зон скорость газа меньше скорости до скачка, а температура больше. При этом изменения газодинамических параметров тем больше, чем выше скорость и температура невозмущенного потока, а также, чем круче наклон скачка.

На рис. 3 представлено влияние угла наклона скачка α на изменение температуры газа на границе зоны RT -релаксации и за ударной волной при числе Маха невозмущенного потока $M^{(-)} = 3$.



а) Граница зоны RT -релаксации

б) Граница зоны VRT -релаксации

Рис. 3. Зависимость температуры газа $T^{(+)}$ от температуры $T^{(-)}$ невозмущенного потока на границе зоны RT -релаксации и за ударной волной при разных углах наклона скачка α . Кривые 1 соответствуют $\alpha = 45^\circ$; 2 – $\alpha = 60^\circ$; 3 – $\alpha = 75^\circ$; 4 – $\alpha = 90^\circ$.

За ударной волной формируется новое состояние термодинамического равновесия с другой температурой газа. В равновесии температура и скорость ста-

новятся меньше по сравнению с границе зоны RT -релаксации. Особенно это заметно в случае прямого скачка уплотнения.

На рис. 4 представлено влияние температуры набегающего потока $T^{(-)}$ на гипоциклоиды сильного разрыва на границе зоны RT -релаксации и за ударной волной при числе Маха невозмущенного потока $M^{(-)} = 3$.

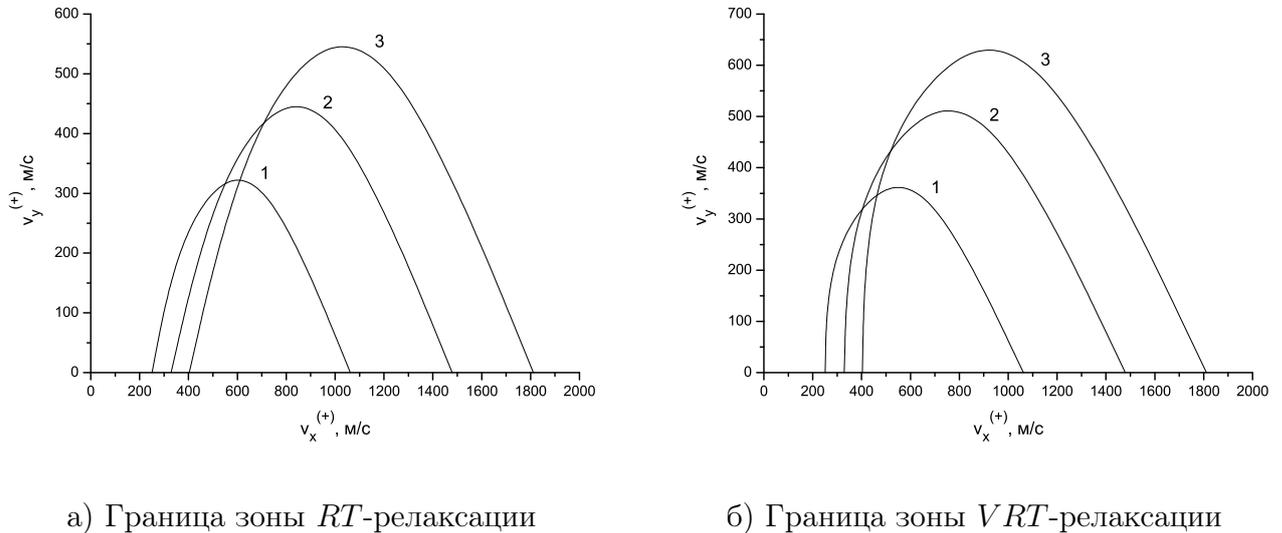


Рис. 4. Зависимость $v_y^{(+)}$ от $v_x^{(+)}$ на границе зоны RT -релаксации и за ударной волной при разных температурах $T^{(-)}$ невозмущенного потока. Кривые 1 соответствуют $T^{(-)} = 500K$; 2 – $T^{(-)} = 1000K$; 3 – $T^{(-)} = 1500K$.

Для косо́го скачка изменяется поведение угла отклонения потока: он становится заметно больше и монотонно возрастает при более высоких температурах набегающего потока.

При переходе между релаксационными зонами внутри ударной волны изменения газодинамических параметров не превышают 1%. Колебательные температуры с точностью до нескольких градусов совпадают с температурой газа до скачка. Это связано с малой ролью колебательных обменов в формировании значений температуры углекислого газа. Полученные результаты дают достаточно четкое представление о структуре ударной волны (о пространственно-временных масштабах основных изменений газодинамических параметров внутри волны).

Главе 4 посвящена изучению структуры прямых и косых скачков уплотнения в неравновесных потоках диоксида углерода. При этом ударной волной считается узкий переходный слой между двумя неравновесными состояниями газа, при переходе через который происходит резкое изменение газодинамических параметров.

Как и ранее выписываются условия на границах соответствующих релаксационных зон. Они имеют вид условий (6)-(9). Отличие заключается в том, что на этот раз параметры газа до ударной волны являются неравновесными и выражаются через соответствующие неравновесные функции распределения. Параметры на границах релаксационных зон выражаются через распределения, соответствующие завершению определенной стадии релаксации. В условиях, когда известно состояние газа до ударной волны, условия динамической совместности, записанные в симметричной форме, представляют собой замкнутые системы алгебраических уравнений относительно интенсивных параметров γ_λ , $\lambda = 0, 1, \dots, \Lambda$.

Последовательно рассматриваются три ситуации, при которых до ударной волны в потоке углекислого газа сформировалось: 1) четырехтемпературное колебательное распределение, соответствующее этапу завершения стадии VV -релаксации; 2) трехтемпературное распределение, соответствующее завершению стадии $VV^{(1-2)}$ -релаксации; 3) распределение, соответствующее завершению стадии $VV^{(2-3)}$ и $VV^{(1-2-3)}$ -релаксации. В каждом из трех случаев ударные волны разделяются на несколько релаксационных зон: RT , VV и VV' -релаксации.

С помощью метода Ньютона на основе этих систем были рассчитаны параметры газа на границах релаксационных зон для каждого из трех рассматриваемых случаев. Параметры набегающего потока варьировались в умеренных пределах.

Как и следовало ожидать, на границах каждой из зон температура газа становится выше, а скорость меньше, чем их значения до ударной волны. При этом скачки температуры и скорости увеличиваются по сравнению с их скачками в равновесном набегающем потоке. Видимо, это связано со слабым обменом между поступательной и колебательной энергией.

При переходе между релаксационными зонами внутри ударной волны, а также при изменении типа и степени неравновесности, связанной с отношениями $T_{1,2}/T$ и $T_{1,2,3}/T$, изменения газодинамических параметров не превышают 1%. Это можно объяснить тем, что при VV' -обменах происходит только перераспределение колебательной энергии между модами, а поступательно-вращательная энергия не изменяется.

Таким образом здесь, как и в главе 3, можно определить зоны наибольшего

изменения газодинамических параметров внутри волны.

На рис. 5 и 6 представлены зависимости колебательных температур $T_{1,2}^{(+)}$ и $T_{1,2,3}^{(-)}$ от температуры набегающего потока $T^{(-)}$ при $T_{1,2}^{(-)} = 1500K$ и $T_{1,2,3}^{(-)} = 1500K$ для различных значений угла наклона скачка α в ситуациях, когда до ударной волны сформировались распределения, соответствующие завершению стадий $VV^{(1-2)}$ и $VV^{(1-2-3)}$ -релаксации.

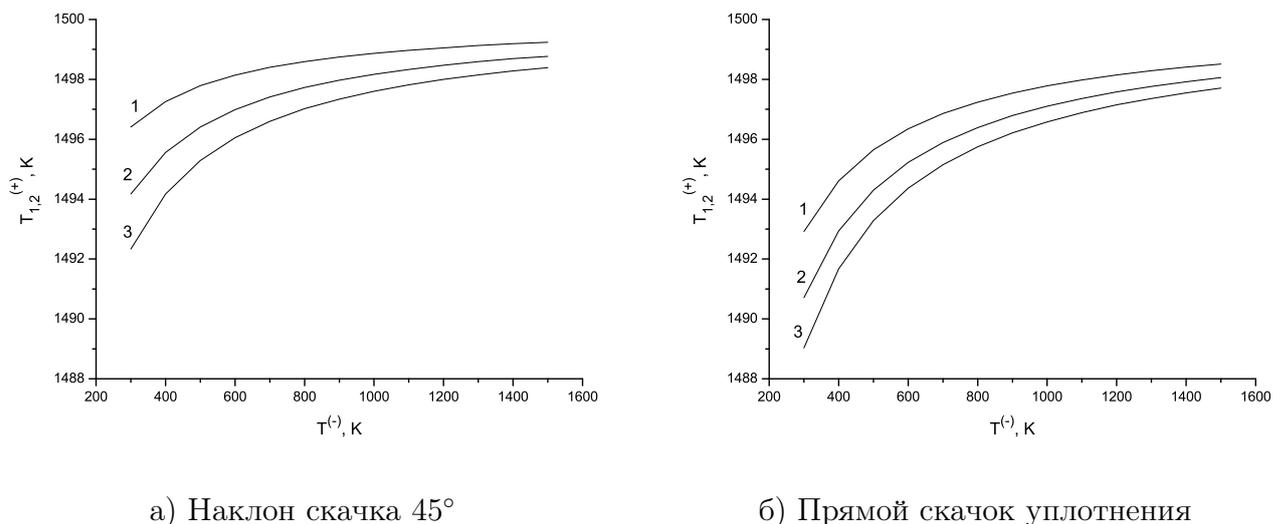


Рис. 5. Зависимости колебательной температуры $T_{1,2}^{(+)}$ от температуры набегающего потока $T^{(-)}$ при разных углах наклона скачка α и числах Маха $M^{(-)}$ набегающего потока. Кривые 1 соответствуют $M^{(-)} = 2$; кривые 2 – $M^{(-)} = 2,5$; кривые 3 – $M^{(-)} = 3$.

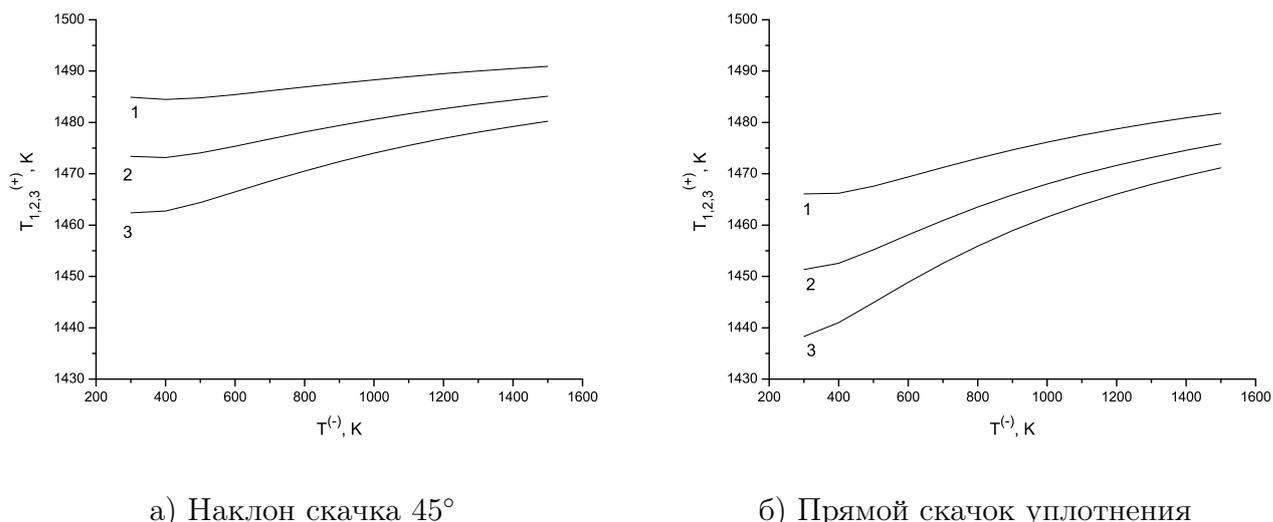


Рис. 6. Зависимости колебательной температуры $T_{1,2,3}^{(+)}$ от температуры набегающего потока $T^{(-)}$ при разных углах наклона скачка α и числах Маха $M^{(-)}$ набегающего потока.

Изменения колебательных температур $T_{1,2}^{(-)}$ и , происходит значительно менее интенсивно, нежели изменение температуры газа. При увеличении числа

Маха набегающего потока, а также угла наклона скачка колебательные температуры становятся меньше. Наименьшие значения наблюдаются для прямого скачка.

В заключение можно сказать, что в работе предложена новая схема исследований влияния возбуждения колебательных степеней свободы на газодинамические параметры и ударно-волновые процессы в углекислом газе. Применение единого подхода, основанного на данной методике, позволило выделить пространственно-временные этапы, соответствующие наиболее сильному и слабому влиянию процессов колебательной релаксации CO_2 на изменения газодинамических параметров как в пространственно-однородном случае, так и за фронтом ударных волн в равновесных и неравновесных потоках углекислого газа.

Работы автора по теме диссертации

Публикации в журналах, рекомендованных ВАК:

1. *Рыдалевская М.А., Шумков С.Г., Игнаткова М.Г.* Релаксационная газодинамика углекислого газа при умеренных температурах // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 1. 2012. Вып. 3. С.129-135.
2. *Шумков С.Г.* Пространственно-однородная релаксация CO_2 , выведенного из состояния равновесия за счет энергетической накачки на разные колебательные моды // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 1. 2013. Вып. 4. С. 117-126.
3. *Shumkov S.* Shock Waves in Equilibrium Flows of Carbon Dioxide // 2015 International Conference on Mechanics - Seventh Polyakhov's Reading. Article number 7106778.

Другие публикации:

4. *Шумков С.Г., Игнаткова М.Г.* Релаксационная газодинамика углекислого газа при умеренных температурах // Шестые Поляховские чтения. Тезисы докладов Международной научной конференции по механике, Санкт-Петербург, 31 января - 3 февраля 2012 г. М.: Издатель И.В. Балабанов, 2012. С. 197.
5. *Шумков С.Г.* Скачки уплотнения в потоках углекислого газа // Седьмые Поляховские чтения. Тезисы докладов Международной научной конференции по механике, Санкт-Петербург, 2 - 6 февраля 2015 г. М.: Издатель И.В. Балабанов, 2015. С. 152.