

УДК 532.517.4:536.25

## ТУРБУЛЕНТНАЯ КОНВЕКЦИЯ В КУБИЧЕСКОЙ ПОЛОСТИ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ПОДОГРЕВЕ СБОКУ И СНИЗУ

ЗИМИН В. Д., ФРИК П. Г., ШАЙДУРОВ В. Г.

В настоящее время интенсивно разрабатываются методы численного моделирования турбулентной термогравитационной конвекции, основанные на конечно-разностных аппроксимациях двумерных уравнений [1]. Детальная проверка таких моделей требует обширного экспериментального материала, относящегося к достаточно простым по постановке тестовым задачам.

Наиболее полные экспериментальные результаты по турбулентной конвекции в замкнутых полостях были получены в [2] для случая бокового подогрева полости, сильно вытянутой по вертикали. Эти результаты использованы в [1] для проверки двумерной конечно-разностной модели. Существенной особенностью рассмотренного в [2] случая является то, что генерация турбулентности происходит путем образования в вертикальных пограничных слоях крупномасштабных конвективных структур, близких к двумерным. Это обстоятельство может объяснить хорошее соответствие между двумерной моделью [1] и реальным турбулентным течением [2].

Подобную ситуацию можно создать в полости квадратного сечения при гораздо меньших значениях числа Рэлея, определенного по вертикальному размеру полости. В работе [3] исследовалась устойчивость ламинарной конвекции в полости квадратного сечения при одновременном подогреве сбоку и снизу. Показано, что подогрев снизу сильно дестабилизирует течение. По мере увеличения подогрева в горизонтальных участках пограничного слоя возникают двумерные возмущения, которые при дальнейшем развитии проникают в ядро течения и турбулизуют движение в нем. Однако даже при развитом турбулентном движении крупномасштабные образования остаются сильно вытянутыми по горизонтали перпендикулярно направлению общей циркуляции жидкости в полости. В связи с этим можно ожидать, что при одновременном подогреве сбоку и снизу турбулентная конвекция в полости будет хорошо описываться двумерной моделью.

Основной целью данной работы являлось получение экспериментальных данных, необходимых для отработки и проверки двумерных конечно-разностных моделей. В опытах использовалась экспериментальная установка, описанная в [3]. Кубическая полость с ребром 100 мм была образована двумя парами плоских медных теплообменников и закрыта с торцов плоскопараллельными оптическими стеклами. Вертикальные теплообменники поддерживались при температурах  $\pm \theta/2$  относительно комнатной температуры, а горизонтальные — при температурах  $\pm \theta/2$ . Все опыты проводились с дистиллированной водой. Для визуализации и измерения температурных полей в жидкости использовался фотометрический вариант теневого метода [4]. Контрольные измерения проводились с помощью термопарных зондов.

При соответствующей настройке теневого прибора интенсивность света в теневой картине связана с температурным полем соотношением

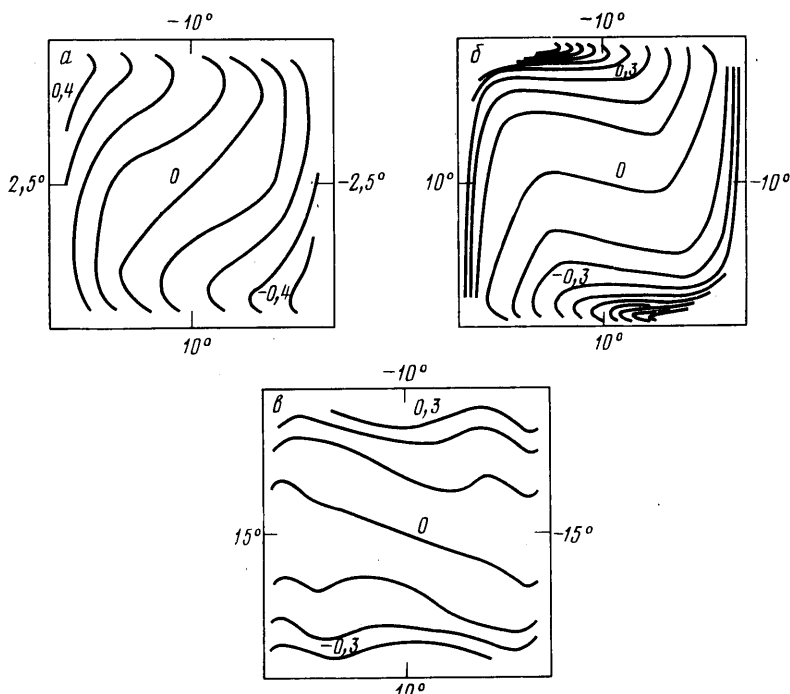
$$I(x, y) = I_0 + \kappa \int_{-a/2}^{a/2} \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial l} dz \quad (1)$$

где  $a$  — размер полости в направлении просвечивания,  $I_0$  — постоянный фон,  $\kappa$  — коэффициент чувствительности,  $T$  — температура, отсчитанная от средней температуры в полости, ось  $z$  направлена перпендикулярно окнам модели, а ось  $l$  — кромке визуализирующей диафрагмы. Начало координат в центре полости. Формула (1) получается в предположении о прямолинейном распространении лучей в неоднородности.

Принтегрируем (1) по области  $S_{nm}$  с центром в точке  $x_n, y_m$  и по времени  $t$  от 0 до  $\tau$ . В результате получаем связь между пространственно-временными средними  $\langle I \rangle$  и  $\langle \partial T / \partial l \rangle$ . Пространственное осреднение  $\partial T / \partial l$  выполняется по объему цилиндрической области  $-a/2 < z < a/2$ ,  $(x, y) \in S$ . В данных экспериментах измерялись значения  $\langle \partial T / \partial x \rangle$ , относящиеся к узлам квадратной сетки  $x_n = hn, y_m = hm$  ( $10 \times 10$  узлов с шагом  $h = 1$  см). Ось  $y$  направлена вертикально вверх, а ось  $x$  — горизонтально от нагретой стенки к холодной. В плоскости изображения устанавливался фотодиод ФД-7К с диаметром светочувствительной поверхности 10 мм. В фокальной плоскости коллиматора помещалась горизонтальная щель  $4,1 \times 0,76$  мм, а в фокальной плоскости приемного объектива — диафрагма, в точности перекрывающая невозмущенное положение щели. Обтюратор с частотой 400 гц перекрывал поочередно то одну, то другую половину не закрытого диафрагмой поля. Такая схема обеспечивала периодическое изменение знака коэффициента чувствительности  $\kappa$  в формуле

(1). Модуляция  $\kappa$  позволяла устранить постоянный фон  $I_0$ . С этой целью после усиления сигнал с фотодиода подавался на вход синхронного детектора, управляемого от обтюратора. С выхода детектора сигнал поступал на аналоговый интегратор, а затем на цифровой вольтметр и цифрорпечатчик.

В экспериментах надежно измерялись осредненные градиенты температуры порядка  $0,001$  град/см. Основная причина погрешностей состояла в появлении оптического клина за счет теплового расширения модели. Для исключения этой погрешности параллельно ходу лучей в модели между выступающими за внешние поверхности теплообменников участками стекол устанавливалась медная трубка, стенки



Фиг. 1

которой термостатировались. Трубка заполнялась водой и служила в качестве эталона, позволяющего в ходе эксперимента определять невозмущенное положение изображения щели. Это давало возможность контролировать параллельность стекол и стабильность аналоговой части измерительной системы.

$n$	$m=-4$	$-3$	$-2$	$-1$	$0$	$1$	$2$	$3$	$4$
4	-0,031	-0,008	-0,012	-0,033	-0,055	-0,086	-0,112	-0,127	-0,108
3	-0,080	-0,021	+0,015	+0,016	+0,006	-0,016	-0,071	-0,110	-0,185
2	-0,088	-0,032	0	+0,012	+0,017	+0,006	-0,032	-0,110	-0,190
1	-0,110	-0,050	-0,008	+0,013	+0,018	+0,010	-0,017	-0,081	-0,160
0	+0,140	+0,072	+0,018	-0,012	+0,020	+0,012	-0,018	-0,072	-0,140

В таблице приведены значения  $\langle \partial T / \partial x \rangle$ , выраженные в единицах  $\phi/a$ , для  $\phi = \Theta = 20^\circ \text{C}$ ,  $\text{Pr} = 5,4$ ,  $\text{Ra} = 5,2 \cdot 10^8$ ,  $\tau = 10$  мин. Число Рэлея определено по размеру полости  $a$  и разности температур  $\phi$ . Вследствие температурной зависимости параметров жидкости расхождение в значениях  $\partial T / \partial x$  в точках  $(nh, mh)$  и  $(-nh, -mh)$  достигало 10%. Значения, приведенные в таблице, получены в результате осреднения по соответствующим парам точек.

С помощью термопарных зондов для данного теплового режима были проведены измерения средней по времени температуры  $\langle T \rangle_t$  на линиях, параллельных направлению просвечивания. Эти измерения показали, что в области  $-4,5 \text{ см} < z <$

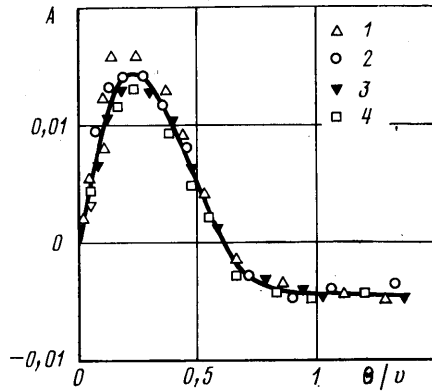
$<4,5$  см изменение величины  $\langle T \rangle_t$  в направлении просвечивания не превосходит  $5 \cdot 10^{-4}$  ф. Таким образом, осредненное поле температуры в исследуемом случае практически двумерно.

Для построения изотерм осредненного поля температуры измерялись величины  $\langle \partial T / \partial x \rangle$  на вертикали, проходящей через центр полости, проводилась интерполяция на межузловые интервалы и интегрирование величины  $\langle \partial T / \partial y \rangle$  начиная от центра полости по вертикали, а затем интегрирование величины  $\langle \partial T / \partial x \rangle$  по горизонтали. Таким путем удавалось рассчитать  $\langle T \rangle$  во всей области, за исключением тепловых пограничных слоев у горизонтальных и вертикальных границ полости.

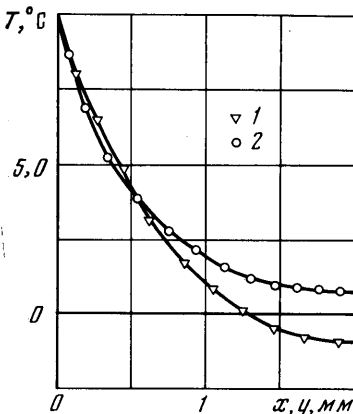
В зависимости от соотношения разностей температур  $\Theta / \phi$  наблюдались три характерные картины изолиний, плавно переходящие друг в друга при изменении отношения  $\Theta / \phi$ . Изотермы осредненного поля температуры приведены на фиг. 1, а-в. Отношение  $\Theta / \phi$  равно 0,25; 1; 1,5 соответственно (изотермы проведены через 0,1). Из фиг. 1 видно, что картина изолиний определяется в основном направлением и величиной осредненного градиента температуры в центре полости. Поэтому представляет интерес получение зависимостей  $\langle \nabla T \rangle$  от числа Рэлея и отношения  $\Theta / \phi$ . Такие измерения были выполнены в диапазоне  $2 \cdot 10^8 < Ra < 10^9$ ,  $0 < \Theta / \phi < 1,5$ . Установлено, что вертикальная компонента осредненного градиента температуры в центре полости, выраженная в единицах  $a / \phi$ , не зависит от бокового подогрева и равна  $\langle \partial T / \partial y \rangle (a / \phi) = -0,025 \pm 0,0005$ . Ось  $y$  направлена вверх. Знак минус означает, что в ядре устанавливается устойчивая температурная стратификация независимо от знака разности температур на горизонтальных границах полости.

Зависимость горизонтальной компоненты осредненного градиента температуры от отношения боковой разности температур к вертикальной приведена на фиг. 2. По оси ординат отложена величина  $A = \langle \partial T / \partial x \rangle (a / \phi)$ , а по оси абсцисс — отношение  $\Theta / \phi$ . Результаты приведены для различных значений  $\phi$ : 1 — 15, 2 — 20, 3 — 25, 4 — 30°. В отсутствие бокового подогрева осредненный горизонтальный градиент в ядре равен нулю. С увеличением боковой разности температур возникает горизонтальный градиент  $\langle \partial T / \partial x \rangle$ , направленный от нагретой стенки к холодной. Затем  $\langle \partial T / \partial x \rangle$  проходит максимум и меняет знак. При дальнейшем росте  $\Theta / \phi$   $\langle \partial T / \partial x \rangle$  выходит на постоянное отрицательное значение.

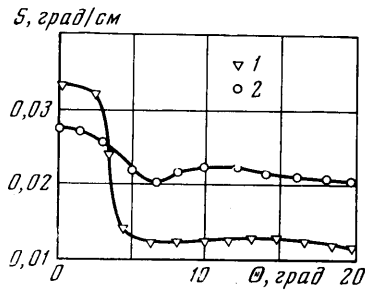
Отметим, что как вертикальная, так и горизонтальная компоненты  $\langle \nabla T \rangle$  в исследованном диапазоне оказались не завися-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

щими от числа Рэлея. В связи с этим можно предположить, что полученные зависимости являются предельными для турбулентной конвекции в полости квадратного сечения при больших  $Ra$ .

В пограничных слоях у поверхностей теплообмена наблюдалось сильное искривление траектории лучей. При этом их полные угловые отклонения  $\epsilon$  достигали  $0,2 \text{ рад}$ , т. е. на порядок превосходили рабочий диапазон прибора ИАБ-451. Известные методы измерения больших угловых отклонений плохо приспособлены для автоматизации, необходимой для получения осредненных данных. В связи с этим был разработан метод восстановления осредненных профилей температуры в пограничных слоях по результатам измерения интенсивности света в плоскости выхода лучей из жидкости. Сильное искривление лучей в пограничных слоях приводит к существенному перераспределению интенсивности света  $I(x, y)$ . Осреднение интенсивности легко реализовать, так как  $I$  — величина существенно положительная, поэтому отпадает необходимость выделения постоянного фона, как это делалось при осреднении угловых отклонений лучей.

Восстановление  $\langle T(x) \rangle$  по известному распределению  $\langle I(x) \rangle$  выполнялось следующим образом. В малоугловом приближении, справедливом при  $\epsilon \ll 1$ , дифференциальные уравнения лучей [4] линейны, поэтому они сохраняют свой вид после осреднения. Следовательно, для восстановления  $\langle T(x) \rangle$  можно применять те же методы, что и для ламинарных пограничных слоев с сильной рефракцией [5]. Из условия сохранения светового потока для трубки лучей [6] по измеренной зависимости  $I(x_1)$  находилась связь между координатами входа  $x_0$  и координатами выхода  $x_1$  осредненных лучей —  $\langle x(z) \rangle$ . Пограничный слой разбивается на  $N$  зон, начиная от его внешней границы. Предполагалось, что внутри каждой зоны показатель преломления  $n(x)$  изменяется по линейному закону. Далее строился итерационный процесс, в результате которого последовательно вычислялись значения  $\langle n_k \rangle$ , такие, чтобы луч света, пронизывающий  $k$  первых зон, попадал в заданную точку плоскости выхода. Связь точек входа и выхода устанавливалась из условия равенства световых потоков. Метод расчета был проверен на модельной задаче. При  $N=40$  точность вычислений составила 2,5%. В экспериментах точность восстановления  $\langle T(x) \rangle$  контролировалась по разности температур на внешней и внутренней границах слоя. Температуры теплообменников измерялись термомпарами, а температура на внешней границе слоя находилась из описанных выше теневых измерений температурного поля.

На фиг. 3 приведены осредненные профили температуры в сечении  $y=0$  пограничного слоя у нагретой боковой стенки 2 и в сечении  $x=0$  пограничного слоя у дна полости 1 при  $\Theta/\phi=1$ ,  $Ra=5,2 \cdot 10^8$ ,  $Pr=5,4$ . Профили осредненной температуры вблизи стенки аппроксимировались квадратным полиномом, а затем вычислялись локальные значения числа Нуссельта  $Nu = \langle \partial T / \partial x \rangle (\phi/a)$ . Значения  $Nu$  для  $Ra=5,2 \cdot 10^8$ ,  $Pr=5,4$ ,  $\Theta/\phi=1$  приведены ниже:

$x$	-5	-5	-5	-2,5	0	2,5
$y$	2,5	0	-2,5	-5	-5	-5
$Nu$	76	80	63	79	97	125

В связи с тем что осредненное поле температуры близко к двумерному, все приведенные выше результаты можно непосредственно сопоставлять с результатами расчетов на базе двумерных конечно-разностных моделей. Существенно сложнее обстоит дело с сопоставлением статистических характеристик температурных пульсаций. В условиях данной задачи генерация турбулентных пульсаций происходит вблизи горизонтальных границ путем образования квазидвумерных возмущений, ориентированных перпендикулярно направлению общей циркуляции жидкости. Поэтому можно ожидать, что двумерные конечно-разностные модели будут достаточно точно воспроизводить по крайней мере крупномасштабные пульсации.

В качестве величины, характеризующей крупномасштабные пульсации температуры, был выбран градиент температуры  $\langle VT \rangle$ , осредненный по объему  $\Omega$  области  $|x| < 0,25a$ ,  $|y| < 0,25a$ ,  $|z| < 0,5a$ . Для измерения «мгновенных» значений этой величины на выходе лучей из полости помещалась диафрагма с квадратным отверстием  $|x| < 0,25a$ ,  $|y| < 0,25a$ , а в фокальной плоскости приемного объектива прибора ИАБ-451 сразу же после визуализирующей диафрагмы и обтюратора устанавливался фотодиод. В этом случае выходной сигнал синхронного детектора пропорционален интегралу от  $VT$  по объему указанной выше области. Сигнал с детектора поступал на аналого-цифровой преобразователь, работающий с частотой  $10 \text{ гц}$ , а затем вводился в ЭВМ СМ-1. Обработка данных состояла в построении плотности вероятности величины  $\partial T / \partial x$  и  $\partial T / \partial y$  и вычислении центра распределения среднееквadraticного отклонения, коэффициентов асимметрии и эксцесса.

Измерения показали, что для всех тепловых режимов распределение вероятности мало отличается от нормального. Коэффициенты асимметрии и эксцесса не превышали значений  $\pm 0,4$  и  $\pm 0,5$  соответственно. На фиг. 4 представлена зависимость среднееквadraticных отклонений градиента температур в центральной части полости  $s$  от величины боковой разности температур  $\Theta$  при  $\phi=20$ ,  $Ra=5,2 \cdot 10^8$ ,  $Pr=5,4$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дайковский А. Г., Полежаев В. И., Федосеев А. И. Численное моделирование переходного и турбулентного режимов конвекции на основе нестационарных уравнений Навье — Стокса. М., 1978. Препринт № 101 Ин-та пробл. мех. АН СССР.
2. Кирдяшкин А. Г. Структура тепловых гравитационных течений вблизи поверхности теплообмена. Докт. дис. Новосибирск, 1975.
3. Зимин В. Д., Шайдуров В. Г. Неустойчивость конвективного пограничного слоя в замкнутой прямоугольной полости. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 5.
4. Васильев Л. А. Теневые методы. М.: Наука, 1968.
5. Зимин В. Д., Фрик П. Г. Голографическая интерферометрия в условиях сильной рефракции лучей. — Оптика и спектроскопия, 1976, т. 40, № 3.
6. Зимин В. Д. Оптические методы исследования прозрачных неоднородностей. Пермь: Изд-во Пермск. ун-та, 1976.

Пермь

Поступила в редакцию  
16.IV.1980

УДК 532.525.539.194

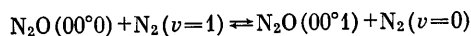
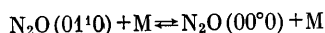
КОЛЕБАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ ЗА ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ  
УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В ГАЗОВОЙ СМЕСИ  $N_2O - N_2 - He$ 

НЕТЕСОВ В. В., ТУНИК Ю. В.

Известно, что за цилиндрической ударной волной, распространяющейся по газовой смеси  $CO_2 - N_2 - He$ , образуется зона инверсной населенности колебательных уровней молекул углекислого газа [1, 2]. Считается, что ударная волна образуется в результате взрывного выделения энергии вдоль прямой линии в покоящемся газе. Частица газа, захваченная ударной волной, нагревается, а затем быстро охлаждается в нестационарной волне разрежения. В результате возникает неравновесное по колебательной энергии состояние. Инверсия населенности и коэффициент оптического усиления газа для этой схемы имеют тот же порядок, что и в стационарных системах, использующих сверхзвуковые сопла.

Исследования, проводимые на сверхзвуковых соплах со смесью  $N_2O - N_2 - He$ , показывают перспективность использования в некоторых условиях закиси азота вместо углекислого газа. Так, для смесей с  $N_2O$  значительный коэффициент усиления достигается при более низких температурах нагрева смеси, чем для смесей с  $CO_2$  [3]. Целью настоящей работы является изучение возможностей применения течения за осесимметричной ударной волной для создания лазерно-активной газовой смеси  $N_2O - N_2 - He$ .

Для описания релаксационных процессов и процессов колебательного энергообмена в газе используется кинетическая модель, предложенная в [3]:



Здесь  $a_1=11^10$ ,  $a_2=12^0$ ,  $a_3=20^0$ ,  $a_4=03^10$ ,  $a_5=04^0$ ,  $M$  — одна из частиц  $N_2O$ ,  $N_2$ ,  $He$ . Единственным каналом  $VT$ -обмена по этой схеме являются переходы между деформационными колебательными и поступательными степенями свободы. Заполнение верхнего лазерного уровня  $00^1$  происходит в результате  $VV'$ -обмена с возбужденным  $N_2(v=1)$ , а также нерезонансного  $VV$ -обмена. Обмен между симметричными и деформационными колебаниями из-за наличия ферми-резонанса является наиболее быстрым, поэтому полагается, что колебательные температуры этих типов колебаний равны. Другие каналы обмена колебательной энергией из-за малых вероятностей не рассматриваются. Релаксационные уравнения для среднего числа квантов в данном типе колебаний  $e_i$  в многокомпонентной смеси гармонических осцилляторов — ротаторов известны и для приведенной выше схемы обмена имеют вид

$$e_1 = \frac{e_2^2}{2e_2 + 1}$$