

говоря, для $|d_x| \ll 1$. Расчеты показывают, что реально величина заплеска в этой задаче неплохо описывается вплоть до $|d_x| \leq 1/2$.

К недостаткам описанной модели следует отнести ограничение сверху на пространственный шаг h , вытекающее из дисперсионного соотношения (1.8). Легко видеть, что для самых коротких численных гармоник с длиной волны

$$\lambda = 2h \text{ фазовая скорость } c^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = \frac{h^2}{3\pi^2\alpha} \text{ неограниченно растет с увеличением}$$

h . При $h > \pi\sqrt{3\alpha}$ это приводит к качественному изменению закона дисперсии, когда фазовая скорость имеет максимум, больший единицы в области коротких волн. Вследствие этого при таких значениях h искажается форма длинных волн, скажем солитонов очень малой амплитуды, для которых выбор крупного шага, казалось бы, вполне допустим из соображений подобия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробицын В. А., Либин З. Е. Об одном численном методе решения нестационарных задач несжимаемой жидкости со свободной поверхностью // *Динамика упругих и твердых тел, взаимодействующих с жидкостью*.— Томск: Томский ун-т, 1975.
2. Головизнин В. М., Самарский А. А., Фаворский А. П. Вариационный подход к построению конечно-разностных моделей в гидродинамике // *ДАН СССР*.— 1977.— Т. 235, № 6.— С. 1285—1288.
3. Augenbaum J. M. A lagrangian method for the shallow water equations based on a Voronoi mesh — *Flows on a rotating sphere* // *Lecture Notes in Physics*.— Berlin et al.: Springer-Verlag, 1985.— V. 238.— P. 54—86.
4. Франк А. М. Численное моделирование уединенных поверхностных волн в рамках дискретной модели несжимаемой жидкости // *ПМТФ*.— 1989.— № 3.— С. 95—101.
5. Green A. E., Naghdi P. M. A derivation of equations for wave propagation in water of variable depth // *J. Fluid Mech.*— 1976.— V. 78.— P. 237—246.
6. Ertekin R. C., Webster W. C., Wehausen J. V. Waves caused by a moving disturbance in a shallow channel of finite width // *J. Fluid Mech.*— 1986.— V. 169.— P. 275—292.
7. Франк А. М. Полностью консервативный численный алгоритм для дискретных моделей несжимаемой жидкости // *Моделирование в механике*.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР; ИТПМ СО АН СССР, 1987.— Т. 1(18), № 5.— С. 134—144.
8. Synolakis C. E. The runup of solitary waves // *J. Fluid Mech.*— 1987.— V. 185.— P. 523—545.
9. Pedersen G., Gjevik B. Run-up of solitary waves // *J. Fluid Mech.*— 1983.— V. 135.— P. 283—290.
10. Новикова Н. В., Хакимзянов Г. С. О численном расчете потенциальных течений идеальной несжимаемой жидкости со свободной границей.— М., 1990.— Деп. в ВИНТИ 08.05.90, № 2451—В90.

г. Красноярск

Поступила 2/III 1993 г.

УДК 536.25+548.5

А. Г. Кирдяшкин, Д. А. Фурсенко, И. Б. Фурсенко

ТУРБУЛЕНТНАЯ СВОБОДНАЯ КОНВЕКЦИЯ В ВЕРТИКАЛЬНОМ СЛОЕ В УСЛОВИЯХ НЕУСТОЙЧИВОЙ СТРАТИФИКАЦИИ

В вертикальном замкнутом слое, в котором плоские изотермические поверхности имеют различные температуры, организуется циркуляционное течение, подъемное у горячей и опускное у холодной поверхности теплообмена. Температура вне пограничных слоев (в центральном вертикальном сечении $y = 0,5h$, y — нормальная к поверхности теплообмена координата,

© А. Г. Кирдяшкин, Д. А. Фурсенко, И. Б. Фурсенко, 1994

h — ширина слоя) линейно возрастает по мере увеличения высоты слоя, т. е. течение происходит при устойчивой стратификации жидкости вне пограничного слоя [1—3]. Такой вертикальный слой интересен с точки зрения изучения структуры турбулентного свободно-конвективного пограничного слоя в условиях устойчивой стратификации жидкости вне слоя.

Результаты экспериментального изучения структуры тепловых гравитационных течений в вертикальном слое жидкости, замкнутом и изолированном по верхнему и нижнему торцам, изложены в [1, 2] (измерения средней температуры и скорости), [2, 3] (значения среднеквадратичных пульсаций скорости и температуры), [3] (распределение вероятностей пульсаций скорости и температуры, коэффициенты эксцесса и асимметрии).

В [4] проведены исследования частотных спектров пульсаций температуры в вертикальном слое у горячей поверхности теплообмена в переходном от ламинарного к турбулентному режиму течения, а также в условиях развитого турбулентного течения при тепловой гравитационной конвекции.

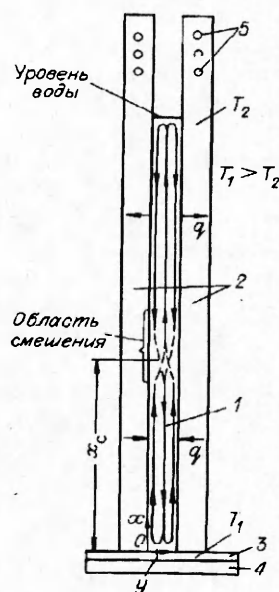
На основе численного решения двумерных нестационарных уравнений Навье — Стокса для турбулентного режима тепловой гравитационной конвекции в [5] получены спектры пульсаций температуры, а также первые и вторые односторонние моменты в вертикальном слое жидкости (число Прандтля $Pr = \nu/a = 15$, a — коэффициент температуропроводности, ν — коэффициент кинематической вязкости).

В данной работе представлены исследования структуры течения, средних значений температуры, тепловых потоков и среднеквадратичных пульсаций температуры в вертикальном плоском слое, в котором ограничивающие поверхности имеют одинаковые температуры и существует постоянный градиент температуры вдоль слоя. Температура на ограничивающих поверхностях понижается с высотой, вследствие чего вблизи поверхности образуются условия неустойчивой стратификации.

Тепловые гравитационные течения в вертикальных слоях в условиях неустойчивой стратификации наблюдаются в вертикальных цилиндрических автоклавах при выращивании кристаллов гидротермальным методом. В основе метода лежит тот факт, что некоторые вещества, не растворяющиеся в воде при нормальных условиях, становятся растворимыми в ней при давлениях порядка 1500 атм и температуре порядка 600 °С. Гидротермальный метод применяется для выращивания высококачественных и близких по своим свойствам к природным кристаллов таких минералов, как кварц, берилл, корунд, топаз и др.

Схема экспериментальной установки и характер течений представлены на рис. 1. Рабочий объем представлял собой слой дистиллированной воды 1 размерами 21 × 65 × 300 мм. Плоский вертикальный слой ограничивался латунными пластинами 2 размерами 25 × 65 × 412 мм. Вертикальные торцы слоя изготовлены из оптически прозрачных пластин оргстекла; нижний торец слоя ограничивался латунной пластиной 3. Торцы герметически крепились к латунным пластинам. К нижней пластине прикреплялся массивный медный брусок с вмонтированным в него электронагревателем сопротивления 4. Температура нагревателя регулировалась с помощью регулятора ПИТ-3 и контрольной хромель-алюмелевой термопары. Посредством этого нагревателя поддерживалась заданная температура на нижних торцах теплообменных пластин.

На верхних торцах пластин были просверлены охлаждающие каналы 5, по которым прокачивалась термостатированная вода. Таким образом поддер-



Р и с. 1

живалась постоянная температура в верхних торцах пластин, меньшая, чем температура нагревателя.

При нагреве снизу и охлаждении на верхних торцах пластин организовывался градиент температуры на теплообменных пластинах $dT/dx < 0$.

На поверхностях теплообмена создавался одинаковый градиент температуры, и вблизи поверхностей теплообмена в слое воды возникали условия неустойчивой стратификации.

Для контроля температуры на поверхности теплообмена в латунные пластины, ограничивающие вертикальный слой, вмонтированы по пять хромель-алюмелевых термопар (0,1 мм) в каждую на расстоянии 0,5 мм от границы с жидкостью, которые с помощью галетного переключателя подключались компенсационными проводами к нуль-термостату и затем к регистрирующему цифровому вольтметру Ф4833. Измерение температуры в вертикальном слое жидкости осуществлялось нихром-константановой термопарой (0,065 мм). Термопарный зонд вводился через свободный верхний торец. Перемещение термопарного зонда в фиксированной горизонтальной плоскости осуществлялось с помощью прецизионной координатной системы, укрепленной на верхних торцах латунных пластин.

Аппаратный комплекс, состоящий из микроЭВМ ДВК-3, IBM PC/AT-286, КАМАКа, АЦП Ф4833, привода плоттера ENDIM, позволял осуществлять автоматизацию эксперимента, проводить опыты в необходимом реальном времени, фиксировать мгновенные значения ЭДС термопар с заданной частотой дискретизации, находить первые и вторые статистические моменты.

В данной работе определялись следующие выборочные статистические характеристики дискретизированных реализаций мгновенных значений температуры, которые рассматриваются как реализации стационарных случайных процессов: средние $T = \sum_{i=1}^N T_i / N$, среднеквадратичные значения пульса-

ции $(\overline{T'^2})^{1/2} = \left[\sum_{i=1}^N (T_i - T)^2 \right]^{1/2}$, где $T_i = U_i / R$ — мгновенное (актуальное)

значение температуры, U_i — измеренное мгновенное значение ЭДС термопары, R — чувствительность термопары, мкВ/°С.

Перемещение термопарного зонда по экспериментальному объему производилось системой привода плоттера ENDIM по программе с ЭВМ. В каждой фиксированной точке осуществлялась запись ЭДС термопары с частотой дискретизации 0,1—2 с, а затем вычислялись средние значения за промежутки времени.

Измерения профилей температуры по толщине слоя проводились в 10 горизонтальных сечениях на высотах (от дна слоя жидкости): 8,5; 71,5; 96,75; 122; 172,5; 197,75; 223; 248,25; 273,5; 298,75 мм. Спаи термопары перемещались от поверхности теплообмена до середины слоя, так как профиль температуры во второй половине симметричен. Шаг по горизонтали при съемке был переменным: до 1 мм через 0,1 мм, от 1 до 2 мм через 0,2 мм и затем на расстоянии 2,5; 3; 4; 7 и 10 мм от стенки. Время съемки актуальных температур в каждой точке до $y = 1$ мм составляло 2—3 мин с частотой дискретизации 0,3 с, для внешней области пограничного слоя время съемки 4—6 мин с частотой дискретизации 0,6—0,9 с соответственно.

Эксперименты проводились следующим образом. Установка заполнялась дистиллированной водой до уровня 305 мм от дна слоя. Температура дна сосуда была постоянной во все время эксперимента. Охлаждающая вода имела температуру 15 °С. Измерения производились после достижения стационарного режима теплообмена, который устанавливался через 6 ч работы установки.

На рис. 2 представлены результаты измерения температуры на поверхности теплообмена T_w и изменение осредненной локальной температуры по высоте слоя (точки 1 и 2 соответственно) в вертикальном сечении $y = 0,5h$. В качестве температуры отсчета принята средняя температура $T_{cp} = 0,5 (T_1 - T_2)$, где T_1 — температура поверхности теплообмена при

$x = 0$, T_2 — температура поверхности теплообмена при $x = H$ (H — высота слоя). Как следует из рис. 2, осредненные значения температуры для различных x в сечении $y = 0,5h$ равны средней температуре T_{cp} , и поэтому $T_0 = 0$. На рис. 2 представлены также среднеквадратичные пульсации температуры 3 вне пограничного слоя в сечении $y = 0,5h$.

Температура поверхности теплообмена уменьшается с увеличением высоты x , и вблизи поверхности теплообмена существуют условия неустойчивой стратификации с высотой $\partial T_w / \partial x < 0$. Создаются различные условия теплообмена в верхней ($x > x_c$) и нижней ($x < x_c$) частях по высоте слоя: вверх тепловой поток направлен от жидкости к стенке, а в нижней части — от стенки к жидкости. Координата x_c соответствует высоте, где отсутствует перепад температуры $\Delta T = T_w - T_0 = 0$, т. е. $T_w = T_0$ (см. рис. 1 и 2). Так как $T_0 = 0$, то разность температуры $T_w - T_0$ при любом значении x соответствует перепаду температуры, наблюдаемому в турбулентном пограничном слое. Во всех экспериментах абсолютное значение $T_{cp} = 40^\circ\text{C}$.

В пограничных слоях у поверхностей теплообмена имеется подъемное течение в нижней части ($x < x_c$) и опускное в верхней части слоя ($x > x_c$) (см. рис. 1), а в окрестности x_c — смешение этих потоков.

Визуализация течения достигалась с помощью теневой картины и алюминиевых частиц размерами 10—20 мк, находящихся в слое воды. Визуализация частиц в потоке осуществлялась освещением слоя световым ножом в вертикальной плоскости, нормальным к поверхности теплообмена. Наблюдается турбулентный характер течения в пограничных слоях у стенок. В верхней части слоя ($x > x_c$) осредненное течение в пограничных слоях у поверхностей теплообмена опускное, а в центре слоя подъемное (см. рис. 1). Толщина пограничного слоя много меньше толщины слоя жидкости, и потому осредненная скорость течения у стенки больше скорости подъемного течения в центре слоя по его толщине.

В окрестности x_c не существует границы раздела между течениями выше и ниже x_c , а есть зона смешения встречных потоков. Визуальные наблюдения указывают на периодически возникающие (примерно через 3 мин) подъемные плюмы вдоль какой-либо из стенок в зоне смешения. В промежутках времени между подъемами плюмов в зоне смешения образуются хаотически скрещивающиеся потоки, направляющиеся навстречу друг другу снизу от стенок к центру слоя и сверху от стенок к центру, скорости которых постепенно замедляются до очередного прорыва плюмов.

На рис. 3 и 4, а, б представлены профили средней температуры (точки 1) и среднеквадратичных значений пульсации температуры (точки 2) соответственно для $x = 71,5; 197,75$ и $273,5$ мм. В области ламинарного подслоя ($y < \delta_1$) происходит линейное изменение средней температуры от u , и поэтому удельный тепловой поток q определялся по градиенту температуры в нем $(\partial T / \partial y)_w$: $q = -\lambda (\partial T / \partial y)_w$ (λ — коэффициент теплопроводности жидкости).

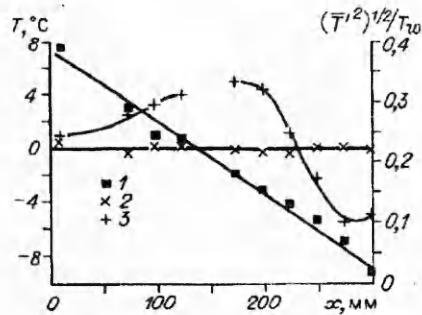


Рис. 2

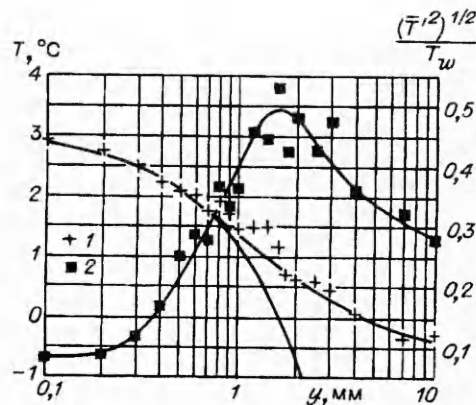


Рис. 3→

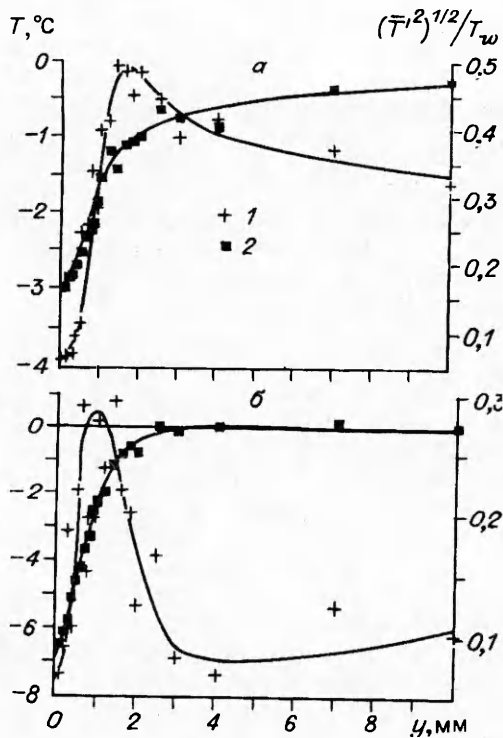


Рис. 4

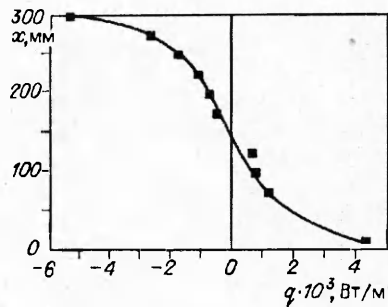


Рис. 5

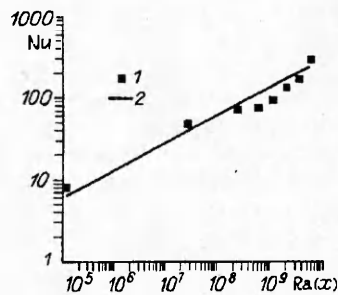


Рис. 6

На рис. 5 показано изменение удельного теплового потока у стенки для различных высот x . Видно, что количество тепла, переданного от стенки к жидкости в нижней части слоя ($x < x_c$), равно 16,5 Вт, а количество тепла, переданного жидкостью стенке в области $x > x_c$, равно 17,8 Вт. Различия в измеренных тепловых потоках в верхней и нижней частях связаны с точностью измерений. Потери тепла на верхнем свободном торце жидкости, по всей вероятности, незначительные, так как заметная доля переданного тепла на торце окружающему воздуху уменьшила бы количество тепла, переданного от жидкости к стенке в верхней части слоя ($x > x_c$) по сравнению с теплом, переданным от стенки к жидкости в нижней части слоя ($x < x_c$), тогда как измеренный тепловой поток в верхней части больше, чем в нижней.

Как видно из рис. 1, 2 и 5, x_c меньше, чем $H/2$. Это обстоятельство связано с различной интенсивностью теплообмена на нижнем и верхнем торцах слоя. На нижнем торце слоя интенсивность теплообмена много больше, чем у верхней свободной границы теплообмена, которую можно рассматривать как теплоизолированную. На это указывает и величина относительной среднеквадратичной пульсации температуры, которая у нижнего торца равна 0,24, а у верхнего — 0,09 (см. рис. 2).

На рис. 6 представлена зависимость числа Нуссельта $Nu_x = qx/\lambda T$ от числа Рэлея $Ra_x = \beta g \Delta T x^3 / \alpha \nu$, где β — коэффициент объемного расширения, g — ускорение силы тяжести и $\Delta T = T_w$. Из-за некорректности определения Nu при малых значениях тепловых потоков и малых перепадах температуры в окрестностях области смешения две точки из этой области нанесены на рис. 6. Как и в случае турбулентного течения у изотермической поверхности теплообмена в условиях нейтральной и устойчивой стратификации жидкости вне пограничного слоя [2, 3], наблюдается вырождение влияния линейного параметра x : $Nu_x = 0,1 Ra_x^{1/3}$. Удельный тепловой поток определяется из соотношения $q = 0,1 \lambda T^{4/3} (\beta g / \alpha \nu)^{1/3}$ и не зависит от x . Подобная же закономерность для удельного теплового потока характерна и в горизонтальном слое жидкости, подогреваемом снизу при турбулентном режиме течения.

x , мм	T , °С	δ_1 , мм	Gr_1
8,5	6,6	0,9	22
71,5	1,6	0,9	5,3
172	-1	1,6	18
197,75	-1	1,5	16
223	-2,35	1,2	18,6
248,25	-2,4	1,3	24,6
273,5	-5	1,1	30,2
298,75	-8	0,9	26,8

Эксперименты проведены при относительной высоте $H/h = 14,3$. Возникает вопрос, возможно ли возникновение нескольких зон смешения x_c при больших H/h . Зона смешения в условиях неустойчивой стратификации жидкости у стенок по высоте слоя связана с существованием области, в которой температура стенки равна средней температуре жидкости и осредненный тепловой поток при x_c равен нулю. При монотонном снижении температуры стенки с увеличением высоты и $dT/dx = \text{const}$ возможно только одно значение x_c , где $T_w = T_0$. Поэтому в условиях неустойчивой стратификации в слое при развитом турбулентном режиме возможна лишь одна область смешения x_c для различных относительных высот слоя.

По отклонению от линейного закона изменения температуры в зависимости от y определялась толщина вязкого подслоя δ_1 . Более удобно определять δ_1 из графиков, в которых координата y представлена в логарифмическом виде (см. рис. 3). В таблице представлены значения толщины вязкого подслоя δ_1 , перепада температуры по толщине вязкого подслоя $\Delta T_1 = (T_w - T_1)$ и число Грасгофа вязкого подслоя $Gr_1 = \beta g \Delta T_1 \delta_1^3 / \nu^2$ (ΔT_1 — температура на границе вязкого подслоя). В условиях нейтральной стратификации и при постоянном значении перепада температуры в пограничном слое $Gr_1 = 60 / Pr^{1/2}$ [6]. Для воды и наших условий эксперимента $Pr = 5,4$, и из приведенного выше соотношения следует, что $Gr_1 = 25,8$. Как видно из таблицы, порядок величины Gr_1 соответствует значению $Gr_1 = 25,8$, вычисленному для постоянного перепада температуры в турбулентном пограничном слое по высоте. Различия же связаны с существованием во внешней части пограничного слоя пульсаций температуры со значительной интенсивностью. Интенсивность турбулентных пульсаций может характеризоваться величиной среднеквадратичных пульсаций температуры, которые представлены на рис. 2—4.

Характерным является наибольшее значение $(\overline{T'^2})^{1/2} / T_w$ на границе вязкого подслоя (см. рис. 3, 4), равное 0,4—0,55. Во внешней части пограничного слоя среднеквадратичное значение пульсации температуры не равно нулю, как это наблюдается в условиях нейтральной и устойчивой стратификации во внешней части пограничного слоя, и $T_w = \text{const}$ [2, 6]. Согласно рис. 2, по мере приближения к области смешения нижнего и верхнего потоков x_c интенсивность пульсации температуры во внешней части пограничного слоя возрастает до $(\overline{T'^2})^{1/2} / T_w = 0,35$. В условиях устойчивой стратификации вне пограничного слоя [3] наибольшее относительное значение среднеквадратичной пульсации температуры 0,15 наблюдается на границе вязкого подслоя, а во внешней части пограничного слоя стремится к нулю. Поэтому из-за возрастания турбулентности во внешней части пограничного слоя уменьшается толщина вязкого подслоя по мере приближения к зоне смешения (см. таблицу).

В условиях нейтральной стратификации во внешней части пограничного слоя при $T_w = \text{const}$ развитый турбулентный режим наступает при $Ra_x = 10^{10}$. В наших же экспериментах имел место турбулентный режим течения в пограничном слое, хотя $Ra_x = 10^5 - 10^9$. Это также объясняется условием неустойчивой стратификации жидкости в пограничном слое. Таким образом, гидродинамика и теплообмен в условиях неустойчивой страти-

фикации по высоте вертикального слоя вносят существенные особенности в структуру тепловых гравитационных течений, вызывая турбулентный режим течения при относительно малых значениях Ra_v ; при этом происходит развитие турбулентного пограничного слоя у стенки в условиях интенсивной турбулентности вне пограничного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kutateladze S. S., Kirdyashkin A. G., Ivakin V. P. Turbulent natural convection on a vertical plate and in a vertical layer // Intern. J. Heat Mass Transfer.— 1972.— V. 15, N 1.
2. Кутателадзе С. С., Ивакин В. П., Кирдяшкин А. Г., Кекалов А. И. Турбулентная естественная конвекция в вертикальном слое // ТВТ.— 1977.— Т. 15, № 3.
3. Кирдяшкин А. Г., Семенов В. И., Бердников В. С., Гапонов В. А. Структура температурного поля в вертикальном слое при тепловой гравитационной конвекции // ТВТ.— 1982.— Т. 20, № 5.
4. Кирдяшкин А. Г., Семенов В. И. Спектры пульсации температуры в вертикальном слое при тепловой гравитационной конвекции // ТВТ.— 1983.— Т. 21, № 4.
5. Полежаев В. И., Бунз А. В., Врезуб И. А. и др. Математическое моделирование конвективного теплообмена на основе уравнений Навье—Стокса.— М.: Наука, 1987.
6. Кутателадзе С. С., Кирдяшкин А. Г., Ивакин В. П. Турбулентная естественная конвекция у вертикальной изотермической пластины // ДАН СССР.— 1974.— Т. 217, № 6.

г. Новосибирск

Поступила 20/1 1993 г.,
в окончательном варианте — 26/IV 1993 г.

УДК 532.526 — 536.24

В. П. Лебедев, В. В. Леманов, С. Я. Мисюра,
В. И. Терехов

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАВЕСЫ В ВЫСОКОТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ПРИ БОЛЬШИХ ПАРАМЕТРАХ ВДУВА ЗАЩИТНОЙ СТРУИ

Щелевая газовая завеса широко используется в технике для защиты стенки от воздействия высокотемпературных и химически агрессивных потоков. Эффективность газовой завесы характеризуется распределением относительной безразмерной температуры адиабатической стенки от места подачи охладителя вниз по течению. Существенное влияние на защитные свойства завесы оказывает отношение скоростей струи и потока $m = u_s/u_0$ и степень турбулентности потока $Tu_0 = \sqrt{\langle u'^2 \rangle}/u_0$. Щелевая завеса в широком диапазоне m хорошо изучена только для низкотурбулентного внешнего течения [1—4]. Для высокотурбулентного потока экспериментальное исследование и теоретическое обобщение выполнены в основном для $m < 1$ [5, 6]. В этих работах было установлено, что с ростом турбулизации внешнего течения эффективность завесы существенно снижается. При параметрах вдува, превышающих единицу ($m > 1$), подобных исследований для высокотурбулентных потоков не проводилось.

Известно [1, 2], что в низкотурбулентном потоке наибольшая эффективность охлаждения достигается при условии равенства скорости пристенной струи и скорости основного потока ($m \approx 1$). В этом случае имеет место режим минимального перемешивания между потоками. С уменьшением параметра вдува ($m < 1$) снижается расход газа, увеличивается градиент скорости на границе струи, следовательно, значение эффективности падает.

С увеличением подачи охлаждающего газа ($m > 1$) все большую роль начинает играть интенсификация процессов смешения между пристенной