

ЛАМИНАРНО-ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕХОД В СВОБОДНОКОНВЕКТИВНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ И ТЕПЛООТДАЧА ВЕРТИКАЛЬНЫХ СТЕНОК

АННОТАЦИЯ

Экспериментально исследована эволюция локальных характеристик свободноконвективного пограничного слоя по продольной координате, их корреляция с пространственной формой вторичных течений у нагретых до разных температур стенок плоского вертикального слоя жидкости (этиловый спирт). Горячая стенка прозрачная, что позволяет вести видеосъемку течения в двух плоскостях. В областях ламинарного, переходного и турбулентного пограничного слоя проведены измерения локальных полей скорости и температуры, локальных тепловых потоков.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вертикальный слой жидкости, заключенный между нагретыми до разных температур параллельными стенками, является каноническим объектом в исследовании устойчивости свободноконвективных пограничных слоев (ПС) и ламинарно-турбулентного перехода при термогравитационной конвекции. Обладая более богатым по сравнению и изотермическими течениями спектром возмущений, термогравитационные течения обнаруживают разнообразие механизмов неустойчивости. Наличие различных по своей физической природе механизмов развития возмущения делает эти течения чувствительными к воздействию всякого рода внешних и внутренних факторов.

В цикле работ, выполненных в ИТ СО РАН в 1966–1983 гг., исследовались структура течения в ламинарных режимах и их устойчивость и достаточно независимо в развитых турбулентных режимах течения. Важнейшие результаты этих исследований были обобщены в обзоре [1] и учтены при постановке задачи. Работа направлена на исследование в переходных режимах. Проведено одновременное исследование локальных характеристик свободноконвективного пограничного слоя и качественной перестройки пространственной формы течения на стенке вертикального слоя в условиях, когда ПС на горячей и холодной стенках развиваются в значительной мере автономно, в отличие от известной задачи Г.З.Гершуни [2].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Конструкция рабочего участка (рис.1) позволяла вести видеосъемку течения визуализированной жидкости в плоскости рабочей стенки и в сечениях по нормали к ней. Основная рабочая стенка прозрачная, изготовлена из зеркального стекла, ее тем-

пература поддерживается постоянной за счет прокачивания в зазоре теплообменника термостатированной воды. Верхняя торцевая граница слоя была или жесткой адиабатической, или свободной.

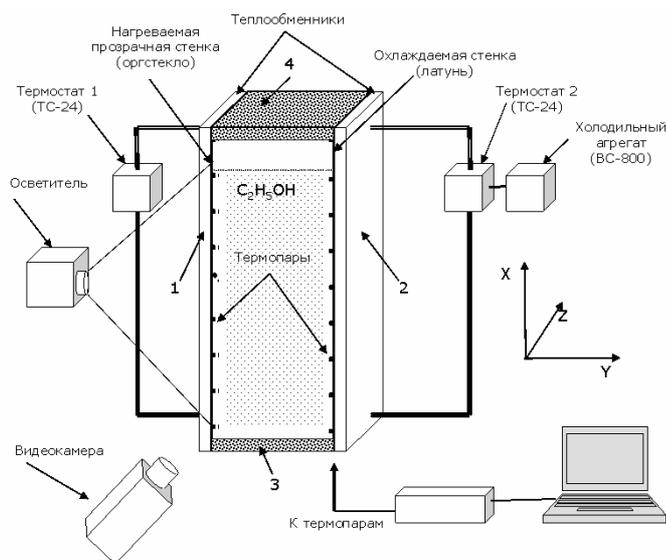


Рис. 1. Схема экспериментального стенда

Остальные стенки полости оргстеклянные с теплоизоляцией. Толщина слоя – 58 мм, ширина – 160 мм, высота слоя менялась от 95 мм до максимальной – 660 мм. Визуализация течений осуществлялась добавкой и подсветкой плоским пучком света частиц-чешуек алюминия или полиамидных шариков. Сигналы с термопар, контролирующей температуру на стенках и в объеме, и цифровой видеокамеры вводились в реальном режиме времени в компьютер для дальнейшей обработки. Видеофильмы обрабатывались с помощью специально созданного пакета программ, позволяющего получать поля скоростей, поля траекторий, фильмы из полей траекторий. Изучена пространственная структура течения, динамика зарождения и формирования вихревых структур и взаимодействия их друг с другом. Измерения температуры проведены термопарным зондом игольчатого типа. Электроды нихром-константановой термопары диаметром 30 мкм протянуты в стеклянном капилляре с внешним диаметром у рабочей части 0,3 мм. Вблизи спая проволочки стравлены до диаметра 10 мкм. Подводимый по нормали к стенке зонд не вносит гидродинамических возмущений и позволяет проводить измерения с высоким пространственно-временным разрешением. Точность задания перемещения попе-

рек пограничного слоя (по координате y) составляла 0,005 мм. Точность измерения мгновенных значений температуры составляла $\delta T = \pm 0,025$ К.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Рабочая жидкость – этиловый спирт с $Pr = 16$. Типичная картина развития пограничного слоя на прозрачной изотермической стенке в диапазоне перепадов температуры $\Delta T = (T_1 - T_2)$ от 1 до 9°C представлена на рис.2. Здесь же представлена привязка этой картины к продольной координате x и локальному числу Рэлея Ra_x , построенному по координате x и полному локальному перепаду температуры в ПС. Видно, что можно выделить зону устойчивого до $Ra_x \leq (5 \pm 0,5) \cdot 10^8$ ламинарного пограничного слоя. Затем при $Ra_x \geq 6 \cdot 10^8$ появляются двумерные вторичные вихри (длина волны λ_x) с поперечными относительно основного потока осями, которые хорошо видны в области $10^9 \leq Ra_x \leq 2,3 \cdot 10^9$. Дальше, при $Ra_x > 2,3 \cdot 10^9$, вниз по потоку вихри изгибаются, т.е. сами теряют устойчивость относительно возмущений “стационарного” типа по трансверсальной координате z с некоторой длиной волн $\lambda_z = (1 \div 1,5) \lambda_x$. На следующем этапе на гребнях этих волн происходят деформация и прорыв переднего фронта изогнутых вторичных вихрей, и дальше следуют зоны довольно быстрого развала упорядоченных вторичных вихрей и хаотического существенно трехмерного перемешивания – турбулентный пограничный слой, $Ra_x > (1,1 \pm 0,05) \cdot 10^{10}$. Скорость движения вторичных вихрей как целого, так называемая групповая скорость волнового пакета $u_{гр}$, близка к максимальной средней скорости в переходной области развития пограничного слоя. Такой характер течения сохраняется выше вплоть до верхнего теплоизолированного торца, ограничивающего рабочий объем сверху, или до свободной границы жидкости при H большем или равном 285 мм.

Вторичные вихри образуются во внешней части динамического пограничного слоя в области перегиба профиля скорости, на расстоянии $y > 2$ мм от стенки. Все вихри, образующиеся на нагретой стенке (рис. 3), вращаются по часовой стрелке, т.е. жидкость уходит от стенки. На переднем фронте вихря происходило накапливание тепла и температура фронта бегущей волны повышалась. Поэтому нарушается устойчивость фронта с образованием вблизи поверхности отдельных струйных подъемных течений, имеющих большую скорость, чем волновая скорость периодических течений. В указанном диапазоне ΔT смена режимов течения происходит при одних и тех же значениях Ra_x .

В ограниченных по высоте слоях в центре формируется ядро с устойчивой стратификацией жидкости. Продольный градиент температуры в центре ядра зависит от относительных размеров слоя H/L и перепада температуры между стенками. Наличие продольного градиента температуры и его увеличе-

ние приводят к уменьшению длины волны и снижению амплитуды волны по оси z при развитии изгибной неустойчивости вторичных вихрей, но качественно сценарий процесса ламинарно-турбулентного перехода идентичен сценарию процесса перехода на отдельной стенке, находящейся в изотермической жидкости [2,3].

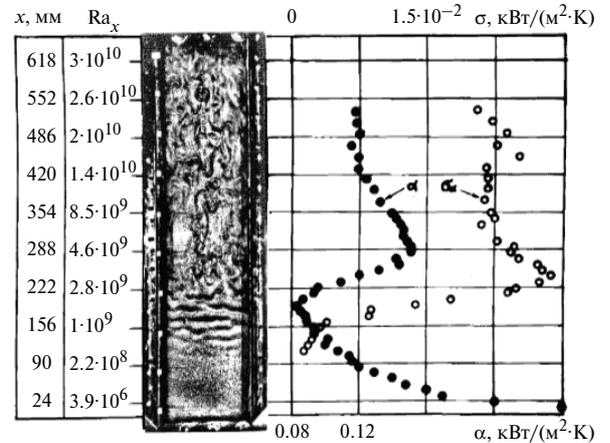


Рис. 2. Качественная картина развития пограничного слоя и распределения по продольной координате среднего коэффициента теплоотдачи и его среднеквадратичных отклонений

Сопоставление с результатами измерений теплоотдачи показывает, что нарушение устойчивости ПС и появление двумерных периодических течений еще не ведут к отклонению от закономерностей теплоотдачи при ламинарном режиме течения. Только начало развитого трехмерного течения соответствует границе перехода от “ламинарного режима теплоотдачи” к турбулентному. В области перехода наблюдается неоднозначная зависимость $Nu_x = f(Ra_x)$. Переход к существенно трехмерному течению выше второго порога коррелирует как с изменением тенденции в зависимости $\alpha(x)$, так и со значительным увеличением интенсивности пульсаций скорости и мгновенной локальной теплоотдачи поверхности теплообмена, утолщением динамического ПС и качественным изменением выше середины области теплового перехода формы спектров пульсаций локальной теплоотдачи от дискретной к сплошной. Среднеквадратичное отклонение локального теплового потока от его среднего по времени значения достигает 30 %. Пульсации температуры и скорости наблюдались уже в верхней части 1-й области и достигали максимальных значений по высоте в середине 2-й области “теплового перехода”. Спектральная плотность температурных пульсаций сохраняет по высоте, вплоть до середины 2-й области, свою дискретную форму с основным максимумом на неизменной частоте $f = 0,44$ Гц. Примерно с середины второй области и выше форма спектров качественно изменяется и становится сплошной, характерной для хаотического сигнала. В пределах ПС зависимость формы спектров только от расстояния до поверхности теплообмена практически отсутствует.

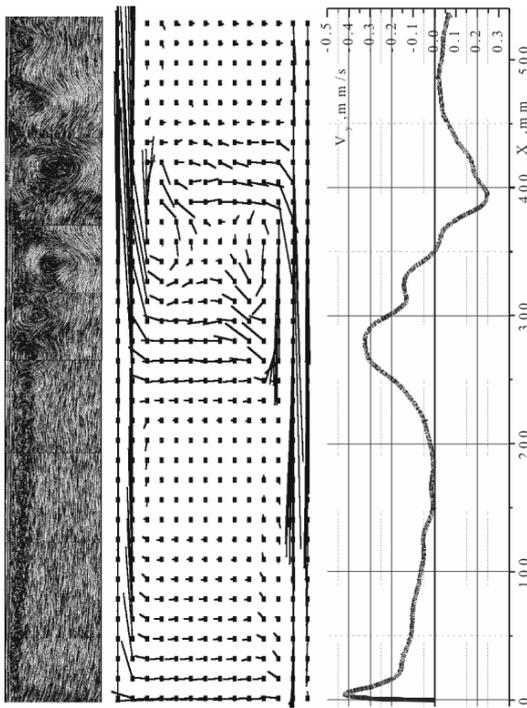


Рис. 3. Вихревая структура в сечении по нормали к стенке, поле скоростей и нормальная компонента скорости в центре слоя при $\Delta T = 4^\circ\text{C}$, $H = 650\text{мм}$

Выявлено образование в ядре слоя низкочастотных вихрей (рис. 3, в центре; рис. 4) и их влияние на характеристики пристеночных вихрей. Обработка видеопленок позволила обнаружить наличие крупномасштабных выбросов и взаимодействия пограничных слоев, расположенных достаточно далеко друг от друга, и показать, что увеличение локальной теплоотдачи с горячей стенки в зоне перехода от двумерных вихрей к трехмерной нестационарной вихревой структуре связано не только с турбулизацией ядра, но и с прямым перебросом молей жидкости между стенками. Усредненные профили горизонтальной компоненты скорости в центральном сечении слоя (рис. 3, справа) показывают, что крупномасштабные выбросы формируют регулярный вихрь пульсирующей интенсивности. Было общепринято [1], что при заданных геометрических параметрах пограничные слои на стенках разомкнуты и ламинарно-турбулентный переход в них происходит автономно. Переход к турбулентному пограничному слою и соответствующей теплоотдаче обусловлен в значительной мере взаимодействием ПС. Формирование нестационарной ячеистой структуры в устойчиво стратифицированном ядре жидкости собственно и определяет переход к глобально турбулентному режиму течения в вертикальных слоях [1, 3–5].

На рис. 5 представлены распределения амплитуд продольной и поперечной компонент скорости течения в ПС на расстоянии 2 мм от горячей стенки и локальная теплоотдача при высоте слоя рабочей жидкости $H = 650\text{мм}$. Перепад температуры между горячей и холодной стенками 4°C . Сопоставление этих экспериментальных данных показывает, каким

образом влияет развитие течения на тепловые характеристики пограничного слоя, позволяет четко выделить границы областей, в которых происходит существенное изменение характеристик ПС, определить границы ламинарного течения и область ламинарно-турбулентного перехода.

На качественном уровне сценарий ЛТП в пограничных слоях на горячей и на холодной стенках практически не зависит от типа границы на верхнем торце слоя. Если верхняя граница свободная, то в приповерхностном слое за счет термокапиллярного эффекта формируется стационарная вихревая структура, которая остается практически неизменной и при больших Ra_H , когда в ПС формируется нестационарное вихревое течение.

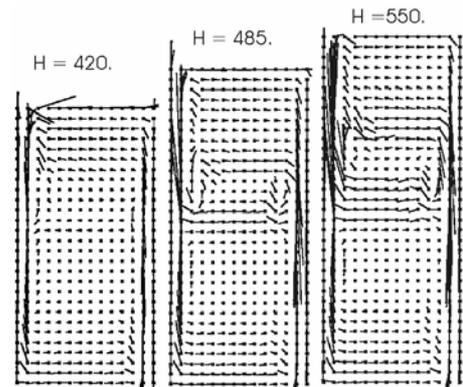


Рис. 4. Усредненные за 200 с поля скорости при различных высотах слоя H

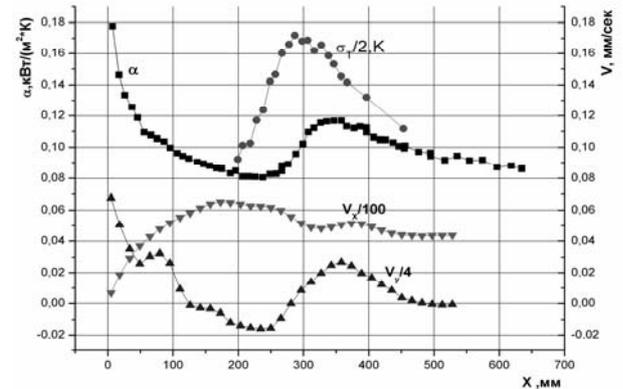


Рис. 5. Продольные распределения амплитуд компонент скорости, локального коэффициента теплоотдачи и среднеквадратичных пульсаций температуры

На рис. 6 представлена эволюция профиля продольной компоненты скорости вдоль свободной поверхности при различной высоте слоя рабочей жидкости. С увеличением высоты слоя H наблюдается незначительное изменение структуры приповерхностного течения. С увеличением H распределение амплитуды скорости вдоль поверхности не меняется. Профили продольных скоростей сохраняют форму. Однако с увеличением H и усилением эффекта устойчивой стратификации жидкости в ядре встречный поток, расположенный ниже возвратного течения у поверхности, ослабевает и при высоте слоя $H = 485\text{ мм}$ практически отсутствует. При $\Delta T = 4^\circ\text{C}$ и высотах слоя 95 мм и $H=155\text{ мм}$ с

верхней свободной поверхностью $Ra_H = 2,47 \cdot 10^8$ и $Ra_H = 1,1 \cdot 10^9$ соответственно, пограничный слой на вертикальной стенке ламинарный.

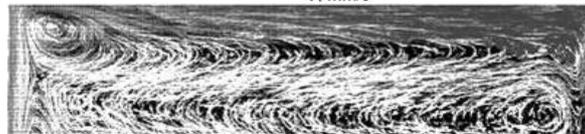
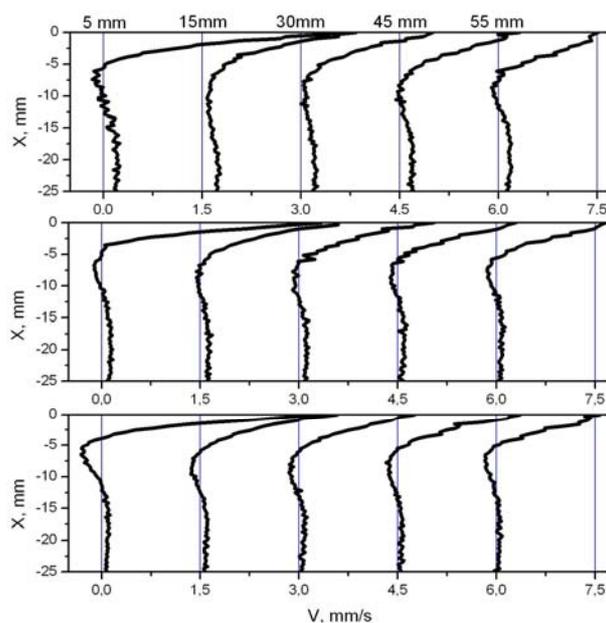


Рис. 6. Профили продольной компоненты скорости вдоль свободной поверхности при высотах слоя сверху вниз: 1 — $H=95$ мм; 2 — $H=155$ мм; 3 — $H=485$ мм; 4 — структура течения у свободной поверхности при высоте слоя $H=95$ мм

При $H=485$ мм $Ra_H = 3,3 \cdot 10^{10}$ пограничный слой на вертикальной стенке развитый турбулентный и развито явление турбулизации ядра и взаимодействия пограничных слоев. Приповерхностное течение остается неизменным и его наличие не сказывается на ЛТП в ПС на горячей стенке. Изменение начальных условий формирования ПС на холодной стенке незначительно смещает границу перехода. Число Марангони во всех случаях постоянно: $Ma = 1,9 \cdot 10^5$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Процессы перехода (механизмы перехода) ламинарного термогравитационного течения в турбулентное сложнее по сравнению с изотермическим вынужденным течением. По этим же причинам оно труднее поддается экспериментальным исследованиям. Но есть также и преимущества. Во-первых, это возможность организовать течение с очень низким уровнем “турбулентности набегающего потока”. Во-вторых, процессы перехода к турбулентному течению, по-видимому, для всех типов течений имеют постепенный стадийный характер, который в термогравитационных течениях имеет наиболее выраженный характер. На примере этих течений можно более подробно изучать особенности постепенного усложнения структуры течения на отдельных стадиях его перехода в турбулентное.

Совместная обработка видеofilмов и сигналов с термопар позволяет определить количественную связь между гидродинамической структурой, характеристиками вторичных течений и закономерностями локальной теплоотдачи. Локальная теплоотдача монотонно уменьшается в ламинарной области и области развитых двумерных вторичных течений вплоть до момента их полного разрушения. Затем происходит рост α в области так называемого теплового перехода ($2,3 \cdot 10^9 \leq Ra_x \leq 5 \cdot 10^9$). Рисунки 2, 5 дают наглядную картину так называемого запаздывания теплового перехода относительно гидродинамического. Сравнение данных по теплоотдаче для медной стенки и для стеклянной показывает, что значения границ и ширина области теплового перехода в обоих случаях очень близки: началу области перехода соответствует $Ra_x = (2,3 \div 2,4) \cdot 10^9$, концу — $Ra_x = (5 \div 5,5) \cdot 10^9$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 02-01-00808а, 05-01-00813а) и интеграционных проектов СО РАН № 155-2003, № 84-2006.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$Ra_x = (\beta g / \alpha \nu) \Delta T x^3$ – число Рэлея;

$\Delta T = T_1 - T_2$ – перепад температуры между стенками;

T_1, T_2 — температура горячей и холодной стенок, К;

H – высота слоя;

L – расстояние между вертикальными стенками;

x – продольная координата;

g – ускорение силы тяжести;

ρ – плотность жидкости;

β – коэффициент объемного расширения;

μ – коэффициент динамической вязкости;

ν – коэффициент кинематической вязкости;

λ – коэффициент теплопроводности;

α – коэффициент теплоотдачи;

σ – коэффициент поверхностного натяжения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kutateladze S.S., Berdnikov V.S. Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // Int. J. Heat Mass Transfer. 1984. Vol.27. N9. P. 1595–1611.
2. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
3. Бердников В.С., Дятлов А.В., Семенов В.И. Структура термогравитационной конвекции в вертикальном слое жидкости и на вертикальной стенке при переходном режиме течения // Процессы переноса в вынужденных и свободноконвективных течениях. Новосибирск: ИТ СО РАН, 1987. С.71–96.
4. Бердников В.С., Дятлов А.В., Семенов В.И. Термогравитационная конвекция у вертикальных поверхностей теплообмена при переходных режимах течения // Теплообмен и трение в однофазных потоках. Новосибирск: ИТ СО РАН, 1988. С.5–26.
5. Laminar-turbulent transition in the natural-convection boundary layer on the vertical wall in layers with various boundary conditions on the top horizontal surface / V.S. Berdnikov, V.A. Grishkov, V.A. Markov et al // Advanced problems in thermal convection. Int. Conf. Perm. 2003. P. 29–30.