

УДК 536.24

ОБТЕКАНИЕ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ ПОПЕРЕЧНОЙ КАВЕРНЫ С НАКЛОННЫМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ. 1. СТРУКТУРА ПОТОКА

А. Ю. Дьяченко, В. И. Терехов, Н. И. Ярыгина

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск
E-mails: terekhov@itp.nsc.ru, yarygina@itp.nsc.ru

Экспериментально исследован процесс вихреобразования и измерено распределение коэффициентов давления при обтекании полости небольшого удлинения с наклонными стенками. Угол наклона боковых стенок φ варьировался от 30° до 90° . Установлено, что в диапазоне углов наклона $\varphi = 60 \div 70^\circ$ течение в каверне становится неустойчивым. Происходит перестройка течения, в результате чего значительно изменяются распределения температуры поверхности и статического давления. Большие изменения и неравномерность характеристик для этих углов наблюдаются по размаху каверны на ее передней стенке и дне. При малых углах $\varphi = 30, 45^\circ$ имеет место резкий рост давления на задней стенке, что приводит к небольшому увеличению среднего по всей поверхности полости давления.

Ключевые слова: турбулентный поток, отрывное течение, пограничный слой, каверна, вихреобразование, поля давлений.

Введение. Полости и выемки часто встречаются в каналах теплообменников, на элементах летательных аппаратов и турбинных установок, во многих других технических устройствах. Актуальными остаются проблема оптимизации различных способов интенсификации или подавления теплообмена в кавернах и поиск эффективного выноса примесей из выемок. Случай обтекания прямоугольной полости рассмотрен в большом количестве теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию динамических характеристик отрывного течения [1–12]. Менее изучены тепловые характеристики, значения которых необходимы для оптимизации параметров энергетических установок и совершенствования методов численного моделирования турбулентных отрывных течений в кавернах. Весьма ограничено количество публикаций, в которых обсуждаются трехмерные эффекты течения в небольших по размаху полостях, обусловленные влиянием торцевых стенок каналов (см., например, [1, 2, 6]). Практически отсутствуют исследования динамических и тепловых характеристик в перспективных с точки зрения интенсификации теплообмена кавернах с наклонными передней и задней стенками. Исключение составляют экспериментальные работы [4, 13–15].

Рассмотрим подробнее работы, в которых изучалась трехмерная структура вихревого течения в поперечно обтекаемой прямоугольной каверне. В [6] установлено, что в случае

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 04-02-16070) и фонда “Ведущие научные школы Российской Федерации” (грант № НШ-1308.2003.8).

ламинарного течения перед траншеей (значения числа Рейнольдса $Re < 10^4$) при удлинении каверны $S/L = 1, 2, 3$ между стенками полости и основным вихрем существуют трехмерные организованные структуры типа вихрей Тейлора — Гертлера. При $Re > 10^4$ эти вихри разрушаются. В работе [7], где изучалось поведение вторичного вихря на задней стенке каверн, геометрия которых аналогична рассмотренной в [6], это явление объясняется возникновением турбулентных пульсаций в пограничном слое, энергия которых увеличивается более чем на порядок по сравнению с ламинарным обтеканием. Вихри Тейлора — Гертлера являются локальными трехмерными структурами и обусловлены искривлением линий тока отрывного течения.

К особенностям основного вихря в поперечных траншеях малого удлинения следует отнести его ячеистую структуру по размаху каверны [1, 2, 8]. Такое проявление трехмерности существенно зависит от геометрии прямоугольной каверны (от отношений ширины L к глубине H и размаху S). В [1] впервые показано, что в траншеях малого удлинения основной вихрь распадается на ячеистые структуры. Это обусловлено влиянием сдвиговых градиентов на торцевых стенках. Данные структуры могут быть симметричными и несимметричными, причем, как установлено в работе [2], структура течения при прочих равных условиях зависит от глубины полости. На основе анализа результатов экспериментов в [1] сделан вывод, что трехмерные ячеистые структуры наблюдаются в кавернах с размерами $0,4 < H/L < 0,9$, а в кавернах квадратного сечения течение в полости двумерное. Такой вывод не является очевидным. В работе [8] показано, что при удлинении $S/L = 2, 4, 6, 8$ образуется симметричная ячеистая структура, при этом количество ячеек в два раза меньше удлинения. При значениях $S/L = 3, 5, 7$ ячеистая структура несимметричная. Одна из крайних ячеек как бы не полностью сформирована. В [8] также отмечается наличие торнадоподобного движения на линии раздела основного вихря с передним вторичным вихрем и выброс массы вблизи границы между ячейками. Из модели, предложенной в работе [2] и развитой в [8], следует, что сдвиговый слой, попадающий в полость за счет неустойчивости в точке присоединения, трансформируется в торнадоподобное движение на границе двух ячеек.

Влияние трехмерности на распределение давления и интенсивность локальной теплоотдачи на дне каверны изучалось лишь в работе [8], в которой выполнены измерения вдоль размаха траншеи с размерами $S/L = 8, H/L = 0,66$ для симметричной регулярной ячеистой структуры. Отмеченная неравномерность поля статического давления и поля температуры соответствовала газодинамической структуре течения. До настоящего времени подробно не исследована структура трехмерного потока, а также динамические и тепловые характеристики в полостях небольшого удлинения, перпендикулярных потоку.

Кроме того, слабо изучены отрывные течения в поперечных кавернах с наклонными стенками. Согласно [4] скос задней стенки приводит к ослаблению пульсаций давления и амплитуды гидродинамических колебаний в зоне присоединения. Естественно, эти эффекты должны оказывать влияние на неустойчивость течения и вихреобразование.

Методика экспериментов и анализ результатов. В данной работе методом масляной пленки выполнена визуализация картины течения в поперечных траншеях небольшой протяженности ($S/L = 1, 2, 3$). Изучены каверны, имеющие квадратное сечение с абсолютными размерами 60×60 мм, а также траншеи со скошенными стенками при углах наклона $\varphi = 90, 80, 70, 60, 45, 30^\circ$ (рис. 1). В экспериментах траншея располагалась на дне аэродинамической трубы с сечением рабочего канала 200×200 мм. При изменении угла наклона боковых стенок высота каверны H и ее длина (в направлении потока) L оставались постоянными. При этом в зависимости от угла наклона изменялась длина боковых стенок L_w . Опыты проведены в диапазоне значений числа Рейнольдса, вычисленных по глубине полости, $Re_H = 5 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$. Пограничный слой перед траншеей был турбулент-

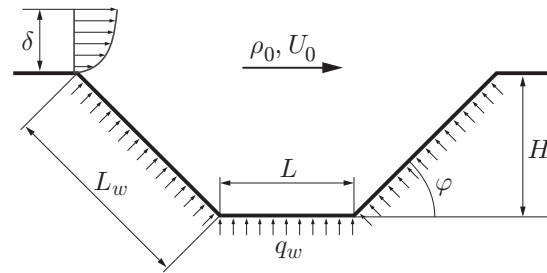


Рис. 1. Схема обтекания каверны

ным, его толщина составляла $30 \div 35$ мм. Долгое время считалось, что течение в самой полости всегда турбулентное, так как вблизи отрыва развивается неустойчивость Кельвина — Гельмгольца, вызывающая переход течения в сдвиговом слое к турбулентному режиму. Однако в рециркуляционной области при развороте потока за точкой присоединения под действием отрицательного градиента давления пристенное турбулентное течение ламинаризуется. В работах [16, 17] по изменению средних коэффициентов теплоотдачи установлено наличие ламинарно-турбулентного перехода. В условиях настоящих экспериментов для каверны квадратного сечения с указанными геометрическими размерами переход соответствовал значению $Re_H = 4,3 \cdot 10^4$ [18], т. е. в указанном выше диапазоне значений числа Рейнольдса течение в каверне также было турбулентным.

Особое внимание уделялось контролю строгой перпендикулярности траншеи к потоку, поскольку детальные исследования показали, что течение в прямоугольной каверне не является устойчивым. Небольшое отклонение положения траншеи (не более 1°) от направления, перпендикулярного к потоку, вызывает нарушение симметрии течения в каверне (рис. 2). На рис. 2 видно, что вблизи дна прямоугольной полости сформировалась двухъячейковая несимметричная структура основного вихря.

При условии строгой перпендикулярности картина вихреобразования в каверне при $\varphi = 90^\circ$ симметричная и одноячейковая (рис. 3). На рис. 3 представлена развертка визуализированной картины течения на дне, боковых стенках и торце каверны при различных значениях угла φ . Данные результаты частично приведены в работах [13, 14, 19]. При из-

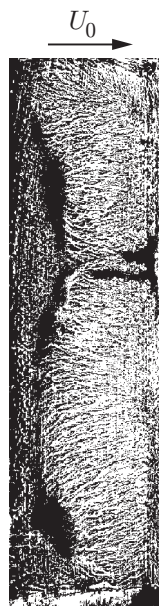


Рис. 2. Обтекание каверны при $\varphi = 90^\circ$ в случае двухъячейковой структуры [18]

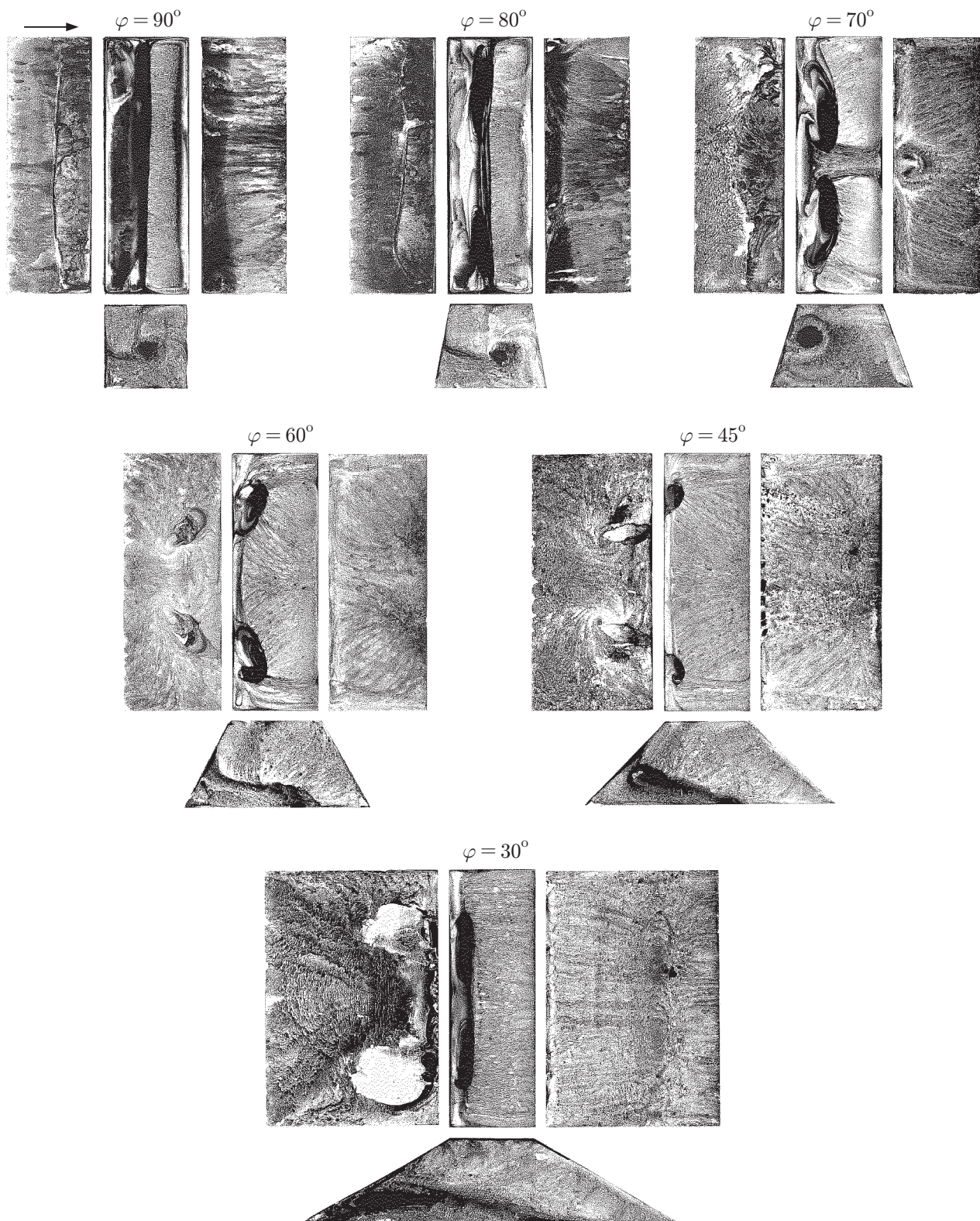


Рис. 3. Эволюция вихреобразования в камере ($Re_H = 8 \cdot 10^4$)

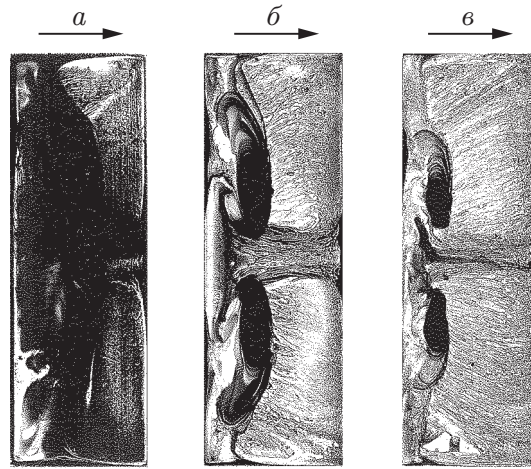


Рис. 4. Визуализация течения на дне каверны при $\varphi = 70^\circ$:
 а — $Re_H = 4 \cdot 10^4$; б — $Re_H = 8 \cdot 10^4$; в — $Re_H = 1,2 \cdot 10^5$

менении угла наклона боковых стенок визуализированные картины существенно изменяются. С уменьшением угла наклона более отчетливо видна трехмерность течения. Видно также, что при $\varphi = 90^\circ$ основной вихрь расположен в центре каверны, при $\varphi = 80^\circ$ — ближе к задней стенке. В обоих случаях основной вихрь формируется в виде одной ячейки. При дальнейшем раскрытии каверны усиливается асимметрия касательных напряжений, что вызывает неустойчивость эллиптического типа (в терминологии работы [20]). При $\varphi < 70^\circ$ в центре полости возникает мощный поток массы от задней стенки к передней и основной вихрь распадается на две ячейки. Двухъячейковая структура сохраняется при $\varphi = 30, 45, 60^\circ$. При $\varphi = 70^\circ$ из-за сильной неустойчивости картина вихреобразования нечеткая. В случае двухъячейковой структуры вихря возрастает роль угловых вихрей и наблюдается отеснение основного вихря от стенок. Отчетливо прослеживается зарождение поперечного потока массы на задней стенке и его соударение с передней стенкой. Видно, что на торцевой стенке вихревое течение в каверне становится несимметричным и центр основного вихря смещается к передней стенке. При $\varphi < 70^\circ$ основной вихрь распадается на два, которые отесняются от торцевых стенок и замыкаются на переднюю.

Смена режимов течения от неустойчивого одноячейкового к устойчивому двухъячейковому существенно зависит также от значения числа Рейнольдса (рис. 4). Наиболее четко структура течения прослеживается при $Re_H = 8 \cdot 10^4$. По результатам всего цикла экспериментов установлено, что в случае $Re_H = 4 \cdot 10^4$ распад вихря происходит при $\varphi \approx 60^\circ$, а в случае $Re_H = 1,2 \cdot 10^5$ — при $\varphi \approx 80^\circ$. При $\varphi = 70^\circ$ с увеличением Re_H поток массы от задней стенки к передней ослабевает.

Структуре течения соответствуют поля температуры, полученные методом термографической визуализации с помощью тепловизора (рис. 5). В данных экспериментах дно было покрыто электропроводным графитовым слоем толщиной 40 мкм, служившим нагревателем. Под нагревателем находились хромель-копелевые термопары, изолированные от нагревателя слоем термостойкого лака и расположенные с шагом 10 мм по размаху траншеи. Термопары использовались для “привязки” получаемых в ходе экспериментов тепловых картин в инфракрасном диапазоне к реальным температурам. Нагрев производился в режиме $q_w = \text{const}$. Утечка тепла через дно оценивалась по перепаду температуры на пластине, являющейся дном, с несколькими термопарами, установленными на ее нижней поверхности. При термографической визуализации рабочий участок с траншеей располагался вертикально на боковой стенке канала аэродинамической трубы. Изотермы

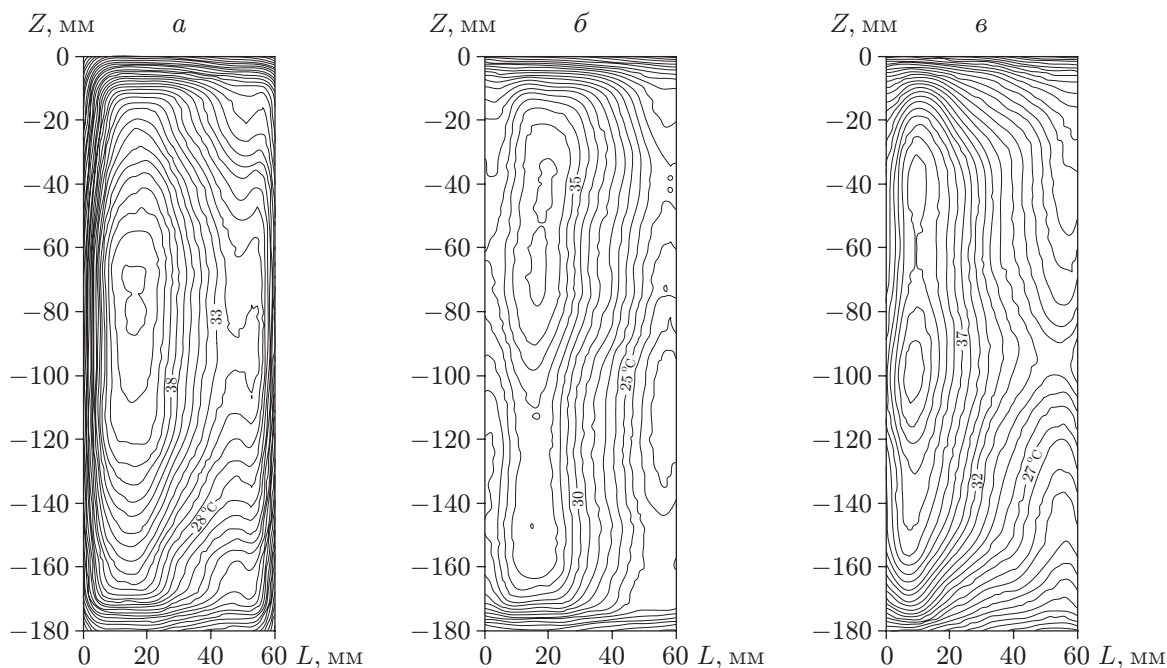


Рис. 5. Распределение температуры на дне каверны при $Re_H = 8 \cdot 10^4$:
 а — $\varphi = 90^\circ$; б — $\varphi = 80^\circ$; в — $\varphi = 70^\circ$

на рис. 5 определялись по перепаду температур на стенке и в основном потоке. Полученные изотермы позволяют сделать вывод, что в наклонной каверне при $\varphi = 70^\circ$ вблизи задней стенки образуется вихревое течение, имеющее двухъячейковую структуру. Поля температуры “отслеживают” трехмерность вихреобразования вблизи дна полости и даже его несимметрию. Минимальная температура соответствует центрам крупномасштабных вихревых ячеек, локализованных вблизи задней стенки каверны.

С полученной картиной вихреобразования коррелирует распределение коэффициента давления $C_p = 2(p_i - p_0)/(\rho U^2)$ на дне и стенках полости (p_i — давление на стенке; p_0, U — давление и скорость, измеряемые на высоте 100 мм от поверхности модели перед каверной). Для всех исследуемых углов раскрытия каверн измерение коэффициентов давления проводилось по миделеву сечению поверхности дна, а также на передней и задней стенках. Кроме того, получено распределение давления в поперечном сечении в центре дна полости и в поперечных сечениях на передней и задней стенках на расстоянии 40 мм от кромок каверны.

Характерное распределение коэффициента давления вдоль траншеи представлено на рис. 6. В случае $\varphi = 90, 80, 70^\circ$ характер кривых на рис. 6 одинаков, при этом значение C_p с уменьшением угла несколько увеличивается. Наиболее высокое давление наблюдается на передней стенке; на дне и задней стенке оно понижается, причем на дне полости имеет место разрежение. При приближении к выходной кромке давление существенно увеличивается. В случае $\varphi = 60^\circ$, когда образуется двухъячейковая структура течения, давление начинает понижаться. При $\varphi = 45, 30^\circ$ характер распределения давления существенно меняется: на передней стенке и дне каверны зафиксировано разрежение, на задней стенке наблюдается существенное возрастание давления. При $\varphi = 45^\circ$ на выходной кромке коэффициент C_p примерно в два раза больше, чем при $\varphi = 90^\circ$. В случае $\varphi = 30^\circ$ точка присоединения смещается в каверну и максимум давления расположен вблизи выходной кромки.

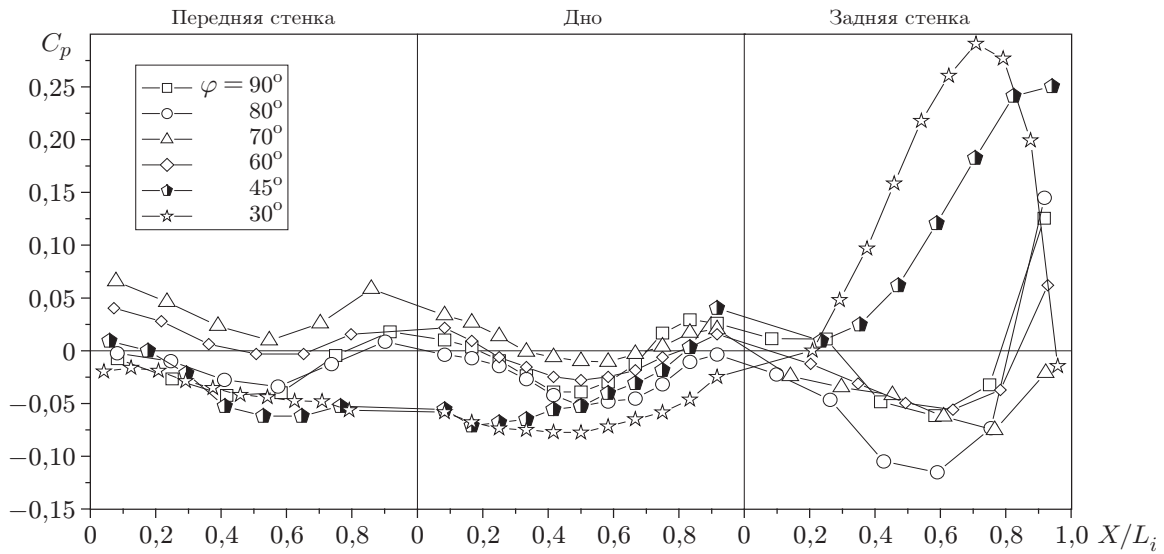


Рис. 6. Распределение давления по миделю сечению каверны

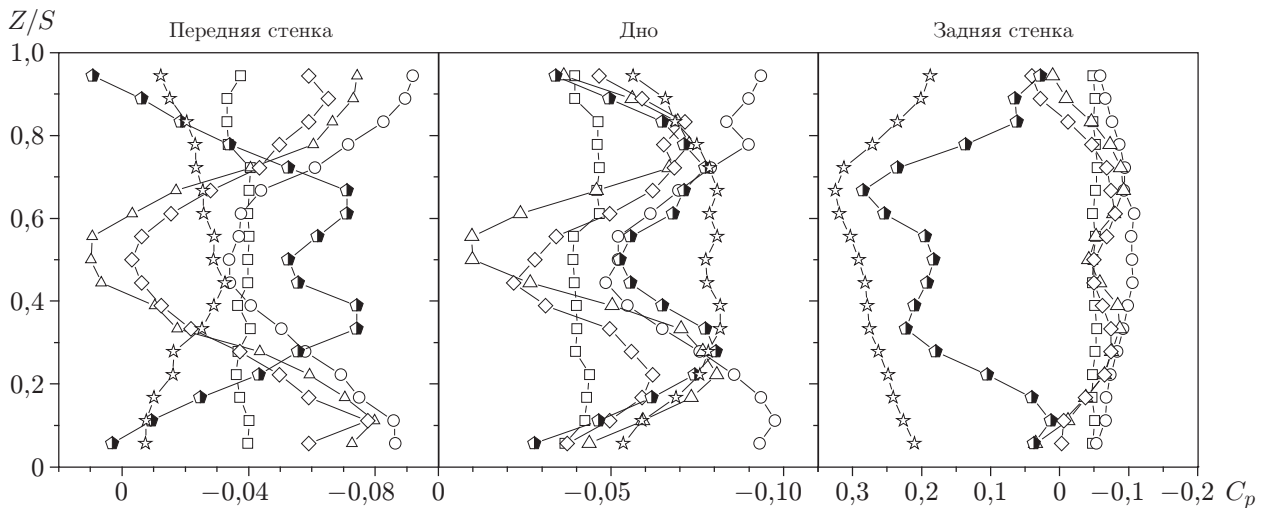


Рис. 7. Распределение давления по размаху каверны (обозначения те же, что на рис. 6)

Еще более отчетливо перераспределение давления, обусловленное вихреобразованием, наблюдается в поперечных сечениях (рис. 7). При $\varphi = 90^\circ$ давление по размаху каверны практически равномерно на обеих стенках и дне полости. В случае $\varphi = 80^\circ$ и особенно в случае $\varphi = 70, 60^\circ$ при подсосе массы в центре полости, направленном навстречу основному потоку, появляется сильная несимметричность распределения коэффициентов давления с максимумом в миделевом сечении и значительным разрежением вблизи торцов на передней стенке и дне. Образование вихря из двух ячеек наиболее четко видно в распределении давления при $\varphi = 45^\circ$: на передней стенке и дне наблюдаются два минимума в центре ячеек, а вблизи торцов — резкое увеличение давления. Особенно сильно давление возрастает на задней стенке, при этом центрам ячеек соответствуют максимумы давления. При $\varphi = 30^\circ$ распределение давления на всех стенках более равномерное. Давление на задней стенке возрастает еще сильнее по сравнению со случаем $\varphi = 45^\circ$.

Таким образом, перестройка течения в каверне при уменьшении угла наклона передней и задней стенок приводит к существенному изменению распределения коэффициентов давления. Оценки показывают, что при $\varphi = 30^\circ$ средний по поверхности коэффициент давления увеличивается примерно на 20 % по сравнению с прямоугольной каверной. Эволюция течения в совокупности с распределениями давления косвенно указывают на возможность интенсификации теплообмена с уменьшением угла φ .

Выводы. Проведена визуализация картин течения в кавернах с наклонными стенками. Показано, что в диапазоне углов наклона $\varphi = 70 \div 60^\circ$ течение становится неустойчивым. Основной вихрь распадается на два вихря. При малых углах структура потока оказывает существенное влияние на коэффициенты давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Mauil D. J., East L. F.** Three-dimensional flow in cavities // *J. Fluid Mech.* 1963. V. 16, N 4. P. 620–632.
2. **Kistler A. L., Tan F. C.** Some properties of turbulent separated flows // *Phys. Fluids Suppl.* 1967. V. 10, N 9. P. 165–173.
3. **Хаген Р. Л., Данак А. М.** Теплообмен в области отрыва турбулентного пограничного слоя при обтекании впадины // *Теплопередача.* 1967. Т. 89, № 4. С. 62–65.
4. **Рокуэлл Д., Наудашер Е.** Обзор. Автоколебания в потоках, обтекающих полости // *Теорет. основы инж. расчетов.* 1978. Т. 100, № 2. С. 119–134.
5. **Gosman A. D., Khalil E. E., Whitelaw J. H.** The calculation of two-dimensional turbulent recirculating flows // *Turbulent shear flows 1.* Heidelberg: Springer Verlag, 1979.
6. **Жак В. Д., Мухин В. А., Накоряков В. Е.** Трехмерные вихревые структуры в кавернах // *ПМТФ.* 1981. № 2. С. 54–59.
7. **Косефф Дж. Р., Стрит Р. Л.** О влиянии торцевых стенок на течение в каверне с движущейся крышкой // *Теорет. основы инж. расчетов.* 1984. Т. 106, № 4. С. 130–145.
8. **Hiwada M., Mabuchi I., Kumada M.** Three-dimensional flow and heat transfer in a rectangular cavity // *Heat Transfer Jap. Res.* 1985. V. 14, N 1. P. 75–96.
9. **Варфоломеев И. М., Глебов Г. А., Гортышов Г. А. и др.** Структура и характеристики турбулентного отрывного течения в полости // *Инж.-физ. журн.* 1985. Т. 48, № 3. С. 387–391.
10. **Спэрроу Э. М., Мистерек Д. Л.** Массообмен на дне цилиндрической выемки в нижней стенке плоского канала // *Теплопередача.* 1986. Т. 108, № 4. С. 112–119.
11. **Грайхен К., Корнилов В. И.** О некоторых особенностях турбулентного течения в каверне квадратного сечения. Новосибирск, 1994. (Препр. / СО РАН. Ин-т теорет. и прикл. механики; № 11-94).
12. **Халатов А. А., Коваленко Г. В., Кобзарь С. Г.** Моделирование гидродинамики и теплообмена при обтекании воздухом поверхностей с канавками различной формы // *Пром. теплотехника.* 2004. Т. 26, № 5. С. 20–26.
13. **Terekhov V. I., Yarygina N. I., D'yachenko A. Yu.** Turbulent heat transfer in a cross flow cavity with inclined sidewalls // *Proc. of the 12th Intern. heat transfer conf., Grenoble, France, Aug. 18–23, 2002.* Paris: Elsevier, 2002. V. 2. P. 615–619.
14. **Дьяченко А. Ю., Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Теплообмен в поперечной траншее с наклонными стенками в турбулизованном потоке // *Тр. V Минск. междунар. форума по тепломассообмену (ММФ-V), г. Минск, Беларусь, 24–28 мая 2004 г.* Минск: Ин-т тепло- и массообмена. CD ROM. № 1-29.
15. **Митяков В. Ю.** Возможности градиентных датчиков теплового потока на основе висмута в теплотехническом эксперименте: Дис. ... д-ра техн. наук. СПб., 2005.

16. **Ямамото Х., Секи Н., Фукусако С.** Теплоотдача вынужденной конвекцией от нагретого дна полости // Теплопередача. 1979. Т. 101, № 3. С. 112–117.
17. **Richards R. F., Young M. F., Haiad J. C.** Turbulent forced convection heat transfer from a bottom heated open surface cavity // Intern. J. Heat Mass Transfer. 1987. V. 30, N 11. P. 2281–2287.
18. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И.** Теплообмен в отрывных областях турбулизированных потоков // Вынужденная конвекция однофазной жидкости: Тр. II Рос. нац. конф. по теплообмену, г. Москва, 26–30 окт. 1998 г. М.: Моск. энерг. ин-т, 1998. Т. 2. С. 244–247.
19. **Терехов В. И., Ярыгина Н. И., Дьяченко А. Ю., Шапорин А. В.** Особенности вихреобразования и теплообмена в трехмерных поперечных траншеях // Тр. IV Минск. междунар. форума по теплообмену (ММФ–IV), г. Минск, Беларусь, 22–26 мая 2000 г. Минск: Ин-т тепло- и массообмена, 2000. Т. 1. С. 28–35.
20. **Kuhlman H. C., Wanschura M., Rath H. J.** Elliptic instability in two-sided lid-driven cavity flow // Europ. J. Mech. B. Fluids. 1998. V. 17, N 4. P. 561–569.

*Поступила в редакцию 25/VIII 2005 г.,
в окончательном варианте — 26/X 2005 г.*
