

УДК 532.526

МГНОВЕННЫЕ И ОСРЕДНЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЯЗКОГО ПОТОКА ОКОЛО ПРЯМОУГОЛЬНОЙ КАВЕРНЫ

Н. В. РОЗУМНЮК

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

Получено 07.03.2007

Прямое численное моделирование использовано для изучения характеристик вязкого течения внутри и в окрестности двумерных открытых каверн в зависимости от толщины вытеснения пограничного слоя перед каверной, числа Рейнольдса и соотношения длины и глубины каверны. Результаты показали присутствие устойчивого крупномасштабного циркуляционного течения внутри каверн при небольших числах Рейнольдса (<10000); возникновение периодических колебаний течения вследствие неустойчивости сдвигового слоя в верхней части каверны и интенсификацию течения во всем объеме каверны при увеличении числа Рейнольдса, что существенно влияет на пограничный слой ниже каверны. Подчеркивается качественное отличие мгновенных и осредненных во времени картин течения при $Re_b > 20000$.

Пряме чисельне моделювання використано для вивчення характеристик в'язкого потоку всередині та в околі двомірних відкритих каверн у залежності від товщини витіснення прилежого шару перед каверною, числа Рейнольдса та співвідношення довжини та ширини каверни. Результати показали присутність стійкої великомасштабної циркуляційної течії всередині каверн при невеликих числах Рейнольдса (<10000); виникнення періодичних коливань течії внаслідок нестійкості зсувного шару у верхній частині каверни та інтенсифікацію потоку у всьому об'ємі каверни при збільшенні числа Рейнольдса, що істотно впливає на прилежовий шар нижче каверни. Підкреслюється якісна відмінність миттєвих та осереднених у часі картин течії при $Re_b > 20000$.

Direct numerical simulations are used to study the characteristics of viscous flow within two-dimensional open cavities and its influence on the boundary layer downstream, in dependence on the upstream boundary layer momentum thickness, Reynolds number, and the cavity length-to-depth ratio. The results show presence of steady large-scale circulating flow within the cavities at lower Reynolds number (<10000); appearance of periodic oscillations of the flow due to the shear layer instability in the cavity mouth and intensification of flow in the entire cavity at increasing Reynolds number that essentially influences the boundary layer downstream. The qualitative difference between the instantaneous and averaged in time flow patterns at $Re_b > 20000$ has been emphasized.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств течения в окрестности каверн привлекает постоянное внимание исследователей, поскольку обтекание жидкостями поверхностей, включающих различные впадины, можно встретить практически в любых отраслях деятельности человека. Наличие каверн может существенно изменять сопротивление, тепло- и массообмен, уровень пульсаций и шума различных устройств и аппаратов, влияя тем самым на эффективность, долговечность и надежность их работы.

Для управления процессами, происходящими в потоке жидкости в районе каверны, необходимо хорошо понимать их причины и следствия. Очевидно, что такого рода задачи являются многопараметрическими, и в зависимости от свойств и скорости жидкости, размеров и формы каверны, их соотношения, степень влияния тех или иных факторов будет неодинакова. Поэтому, видимо, не существует ключевых параметров, определяющих доминирующие черты течения в каверне, которые были бы универсальными для всех режимов течения [1].

Основные свойства течения в относительно ши-

роких в трансверсальном направлении кавернах можно исследовать в двумерном приближении, пренебрегая влиянием торцевых поверхностей. В ряде исследований (например, [2, 3]) было показано, что если длина каверны в трансверсальном направлении превышает ее ширину, то влияние ширины на основные частотные характеристики течения в окрестности каверны становится несущественным.

Для двумерного течения в каверне в качестве основных определяющих параметров называются соотношение глубины и длины, число Рейнольдса, построенное по скорости внешнего течения и геометрическому размеру впадины, толщина пограничного слоя в районе впадины [4–6, 8, 9]. В зависимости от сочетания этих параметров картины течения существенно отличаются.

В различных исследованиях каверны подразделяются на мелкие и глубокие при разных значениях отношения длины к глубине. В данной работе рассматриваются каверны с $b/d > 1$ (где b – длина, d – глубина), которые в любой классификации считаются мелкими.

В свою очередь, мелкие каверны по виду течения в них определяются как открытые и за-

крытые. В открытых кавернах течение отрывается от передней кромки каверны и присоединяется в районе задней кромки. В закрытых кавернах течение присоединяется к дну каверны. Для ламинарного течения открытая каверна становится закрытой при $b/d = 11$ согласно [4]. В ряде исследований при более высоких скоростях и турбулентном режиме набегающего потока переходное значение b/d варьируется от 3 до 12, в зависимости от числа Маха.

Другая широко признанная классификация различает следующие основные типы течения во впадине: 1) стационарный режим, внешний поток огибает циркуляционное течение во впадине и картина течения не изменяется во времени; 2) нестационарный “режим сдвигового слоя”; 3) нестационарный “режим следа”. Первые два типа подобны режиму открытой каверны, третий – закрытой. Но такая классификация в основном проводится не в зависимости от соотношения длины и глубины, а в зависимости от масштабов пограничного слоя перед каверной по сравнению с размером каверны [4, 6, 7].

Первый стационарный режим осуществляется в том случае, когда размеры впадины не слишком большие по сравнению с толщиной пограничного слоя возле ее входной кромки. Как правило, в этих случаях числа Рейнольдса по размеру впадины не превышают $\sim 10^4$. Течение в каверне отделено от основного потока линией тока, соединяющей кромки каверны. Влияние каверны на течение вне ее наблюдается только в близкой окрестности каверны и проявляется в небольшом вспучивании линий тока и соответствующем локальном изменении профилей скорости.

Вид течения внутри впадины зависит от соотношения длины b и глубины d . В мелкой впадине почти весь ее объем занимает циркуляционное течение с замкнутыми линиями тока и одним центром вращения [10, 11]. В глубокой каверне могут формироваться две и больше зон по глубине, в которых циркуляционное течение имеет противоположные направления.

С увеличением числа Рейнольдса течение может переходить в режим резонансных колебаний. В [2] в качестве определяющего параметра использовалось отношение толщины пограничного слоя к длине, колебания присутствовали при $\delta/b < 0.066$. Влияние глубины каверны на возникновение колебаний течения исследовалось в [4]. Полученные экспериментально данные показали, что при $d/\delta_0 \leq 2$ (δ_0 – толщина пограничного слоя перед каверной) колебания не возникают; при увеличении d/δ_0 до ≈ 5 частота колебаний слегка возрастает с ростом

этого соотношения; при $d/\delta_0 > 6$ частота от него не зависит. Если исследуемое течение такое, что соотношение d/δ_0 превышает пороговое значение для возникновения колебаний, то начало колебаний и их параметры (частота, амплитуда) определяются шириной впадины. В [4] в качестве критерия возникновения колебаний используется сочетание параметров $b\sqrt{\text{Re}_\delta}/\delta_0$ (где $\text{Re}_\delta = U_\infty \delta_0/\nu$): колебания наблюдаются после того, как значение этого соотношения превышает 290. В ряде работ можно найти подтверждения этому. Например, в [8] свободные колебания не наблюдались при значениях этого соотношения, равных приблизительно 240 и 285, но возникали при 350 и выше. При этом наступает режим сдвигового слоя, когда сдвиговый слой, сходящий с входной кромки и развивающийся при движении вдоль впадины, взаимодействует с выходной кромкой, в результате чего возникают колебания, частота и интенсивность которых зависят от характерных размеров оторвавшегося сдвигового слоя и ширины впадины. В то же время, ряд работ использует как определяющий параметр для появления колебаний отношение длины каверны к толщине вытеснения. В [1] сделан вывод о том, что этот параметр более важен.

Основным механизмом, приводящим к колебаниям, считается неустойчивость сдвигового слоя, сходящего с входной кромки впадины. Поэтому необходима определенная начальная длина для появления различных возмущений в сдвиговом слое. В то же время, развитие сдвигового слоя на длине каверны происходит на фоне циркуляционного течения внутри каверны и в присутствии нижней кромки. Формирующееся сложное течение является результатом взаимодействия всех этих факторов. Нижняя кромка оказывает влияние вверх по потоку, в том числе и на зону отрыва возле входной кромки, что проявляется в фазовой и частотной когерентности течения на кромках. Возникшие колебания поддерживаются посредством последовательности взаимосвязанных событий [5]: приходящее к задней кромке возмущение в результате взаимодействия с ней вызывает распространяющиеся вверх по потоку возмущения; приходя в район передней отрывной кромки, эти возмущения вызывают флуктуации завихренности в зоне отрыва; далее происходит развитие и усиление этих флуктуаций завихренности в сдвиговом слое при его движении от места отрыва до выходной кромки впадины, где они взаимодействуют с ней.

Таким образом, распространение возмущений вверх по потоку является “обратной связью”, согласующей по частоте события, происходящие на

обеих краях. В качестве механизмов, обеспечивающих эту обратную связь, исследователи называют акустические и гидродинамические процессы. Первые играют заметную роль при движении с большими скоростями. При движении с относительно небольшими скоростями, когда длина акустической волны намного превосходит размер впадины, распространение возмущений вверх по потоку можно рассматривать как чисто гидродинамический процесс.

В ряде экспериментов в режиме сдвигового слоя были также обнаружены наложенные на основные частоты колебания с более низкой частотой [5, 6]. Визуализация позволила объяснить присутствие этих низких частот периодическим смещением положения набегающих на выходную кромку возмущений вверх и вниз, что изменяет интенсивность сигнала обратной связи. В этом смещении проявляется влияние низкочастотных изменений всего объема жидкости, захваченной каверной. Влияние рециркуляционного течения в выемке проявляется также в изменении пределов устойчивости сдвигового слоя во впадине по сравнению со свободным сдвиговым слоем [8]: сдвиговый слой впадины не реагирует на возмущения, к которым свободный сдвиговый слой наиболее неустойчив. Сдвиговый слой впадины начинает реагировать на относительно большие длины волн, и реакция усиливается при увеличении длины волн.

Режим следа реализуется в том случае, когда относительный размер впадины становится достаточно большим для того, чтобы в ней сформировалось течение, аналогичное следу за плохо обтекаемым телом, то есть крупномасштабные вихревые структуры, взаимодействующие со всем объемом впадины, в том числе и с ее дном. Параметры колебаний в режиме следа определяются именно этими вихрями, практически подавляя частоту сдвигового слоя.

Таким образом, анализ структуры течения внутри каверны и ее устойчивость или изменение во времени является необходимым для более полного понимания процессов, происходящих в потоке при обтекании каверны.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе изучаются каверны, размер которых значительно меньше длины звуковой волны, при скоростях движения, соответствующих умеренным числам Рейнольдса. Таким образом, скорость распространения возмущений давления можно считать бесконечной, а подвижную среду – несжимаемой и вязкой.

Рассматривается задача об обтекании потоком вязкой жидкости плоской пластины, расположенной параллельно направлению потока, в которой сделано прямоугольное углубление (канавка) длиной b и глубиной d . Предполагается, что ширина канавки (поперек потока) достаточно большая для того, чтобы течение вдали от торцов можно было моделировать в двухмерном приближении. Поскольку задача решается в двухмерной постановке, нестационарные уравнения Навье–Стокса можно записать в переменных завихренность – функция тока (все величины обезразмерены по скорости невозмущенного потока и длине каверны):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u \frac{\partial \omega}{\partial x} + v \frac{\partial \omega}{\partial y} = \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial^2 y} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 y} = \omega, \quad (2)$$

где завихренность ω и функция тока ψ определяются следующим образом:

$$\omega = \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}, \quad (3)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial x}, v = \frac{\partial \psi}{\partial y}. \quad (4)$$

Граничные условия – это равномерный поток на входе в расчетную область, прилипание жидкости на твердой границе, “мягкие” условия на выходе, подвижная крышка с проскальзыванием на верхней границе потока [11].

2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Уравнения (1), (2) решаются численно методами конечных разностей. В расчетной области вводится ортогональная сетка со сгущением шагов в областях сильных изменений физических параметров, то есть возле поверхности пластины, в верхней части каверны и возле ее стенок.

В качестве вычислительной схемы для уравнения переноса завихренности (1) используется неявная схема метода переменных направлений, а уравнение Пуассона для функции тока (2) решается методом линейного сканирования. Диффузионные члены аппроксимируются конечными разностями 2-го порядка точности, конвективные члены – противопоточными разностями 3-го порядка [12].

В качестве начальных условий для течения над пластиной используются данные для стационарного обтекания гладкой пластины при заданном числе Рейнольдса, полученные из расчета по этой же численной схеме, а жидкость в каверне в начальный момент времени неподвижна. При этом каверна взаимодействует с пограничным слоем на пластине, развившимся естественным образом в расчетной области при заданном числе Рейнольдса. Это позволяет избежать влияния субъективных факторов (положения и способа задания пограничного слоя и границ области) при исследовании влияния каверны на основной поток и сравнении характеристик течения в присутствии каверны и без нее.

На каждом шаге по времени контролируется сходимость расчета как основных уравнений, так и граничных условий для завихренности на твердой стенке. Алгоритм позволяет либо получать стационарное решение, когда все параметры потока остаются неизменными при дальнейшем расчете, либо исследовать поведение течения во времени.

Расчеты, выполненные при различных количествах расчетных узлов в области, разных коэффициентах сгущения узлов и величине шага по времени, показали хорошее совпадение. Представленные ниже результаты получены при использовании 141×131 точек в каверне с минимальным шагом 0.0015 возле поверхности и шагом по времени 0.00016 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

С началом расчета неподвижная жидкость внутри углубления начинает взаимодействовать с основным потоком над пластиной. В течение некоторого начального интервала времени в каверне формируется течение, которое может иметь стационарный или нестационарный характер.

Из части пограничного слоя пластины после удаления условия прилипания над каверной образуется свободный сдвиговый слой, который увлекает за собой неподвижную жидкость в верхней части каверны и расширяется. Локальное поведение свободного сдвигового слоя зависит от начального градиента скорости в нем и длины пути развития. В данной задаче первое определяется толщиной вытеснения пограничного слоя перед каверной, а второе – длиной каверны. Соотношение этих величин является одним из основных параметров задачи. В данной постановке оно косвенно задается числом Рейнольдса Re_b , построенного по длине каверны b и скорости основного потока вдали

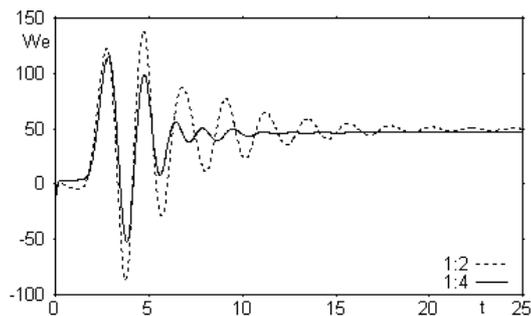
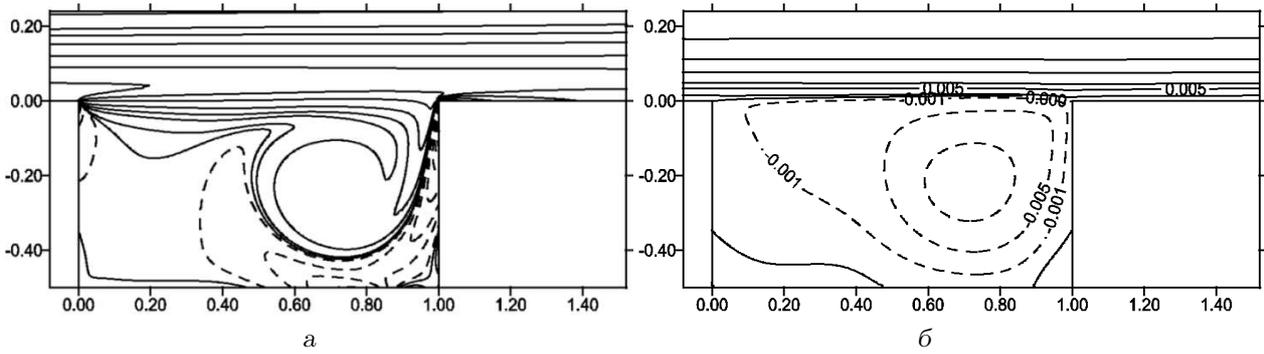
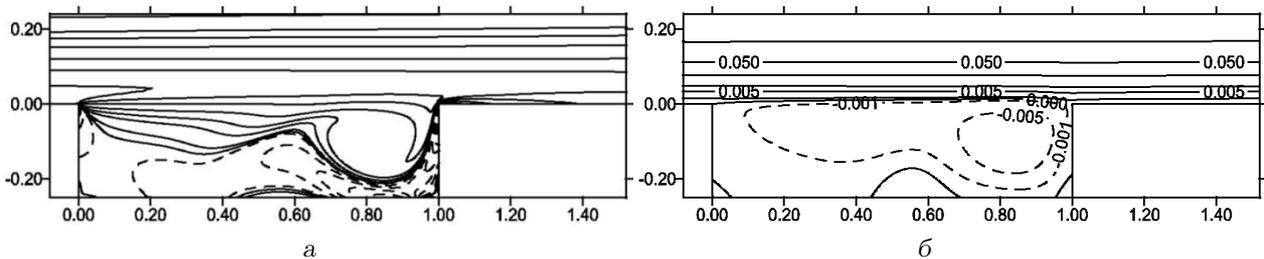


Рис. 1. Завихренность на правой кромке каверны ($Re_b = 6250$)

ли от пластины. При низких Re_b (~ 1000) отношение b/θ_0 настолько мало, что сдвиговый слой остается устойчивым на всей длине каверны, и параметры течения в процессе установления плавно выходят на стационарные значения.

С увеличением Re_b в начале расчета хорошо видны вертикальные колебания сдвигового слоя над второй половиной длины каверны, что проявляется в сильных колебаниях завихренности на выходной кромке (рис. 1). Нижняя часть слоя натывается на заднюю стенку каверны, образует струю, которая распространяется вдоль стенки вниз, доходит до дна и движется вдоль него в направлении передней стенки. Таким образом, внутри каверны образуется область циркуляционного движения по часовой стрелке с центром ближе к выходной стенке. Почти круглое ядро этой области с положительным знаком локальной завихренности (вращение по часовой стрелке) окружено отрицательной завихренностью вдоль стенки и дна каверны. Размер этого крупномасштабного вихря зависит от глубины каверны.

После того, как этот вихрь сформировался, длина пути развития сдвигового слоя вдоль каверны сокращается, его неустойчивость подавляется, и течение выходит на стационарный режим. Как видно из рис. 1, время установления для мелкой каверны ($d/b = 1:4$) меньше, так как в ней вихревая структура меньше и, соответственно, формируется быстрее, чем в каверне $d/b = 1:2$. После достижения стационарного состояния течение в обеих кавернах состоит из двух областей, разделенных нулевой линией тока, через которую не происходит обмен жидкостью между каверной и течением над пластиной (рис. 2, 3). В верхней части каверны область положительной завихренности в сдвиговом слое соединяется с вихревым образованием в нижней части каверны, остальная площадь каверны занята завихренностью противоположного зна-

Рис. 2. Изолинии завихренности (а) и функции тока (б) в каверне $d/b=1:2$, ($Re_b = 6250$)Рис. 3. Изолинии завихренности (а) и функции тока (б) в каверне $d/b=1:4$, ($Re_b = 6250$)

ка, за исключением углов и небольшого придонного участка посредине мелкой каверны (рис. 3). Линии тока (совпадающие с траекториями частиц в стационарном случае) показывают, что в обеих кавернах весь объем жидкости вращается вокруг одного центра.

При дальнейшем увеличении $Re_b > 10000$ структуры течения в мелкой и глубокой кавернах становятся качественно разными (рис. 4, 5). В левой части каверны $d/b=1:2$ под сдвиговым слоем выделяется еще один, более слабый вихрь с отрицательной завихренностью в ядре и противоположным направлением вращения по сравнению с вихрем возле выходной кромки (рис. 4). Эти два вихря, имеющие почти одинаковый размер, занимают практически всю площадь каверны. В мелкой же каверне ($d/b=1:4$) рядом с вихрем возле выходной кромки образуется вихрь с такой же (положительной) завихренностью, а между этими вихрями возле дна находится область отрицательной завихренности. Еще ближе к левой стенке каверны располагается зона отрицательной завихренности со сдвиговым слоем над ней. Линии тока также хорошо выделяют эти несколько зон.

В обеих кавернах на фоне этой крупномасштабной структуры течения происходят периодические колебания, поскольку при данных соотноше-

ниях параметров ($b/\theta_0 > 50$) развитие конвективной неустойчивости сдвигового слоя на длине каверны достигает такой стадии, что вызывает развитие глобальной неустойчивости течения в каверне.

Рис. 6 показывает несколько периодов колебания завихренности на выходной кромке каверны после достижения квазистационарного режима течения. Они возникают вследствие того, что в сдвиговом слое при подходе к кромке уже образовались отдельные вихри, которые периодически ударяются о стенку каверны возле кромки. Нижняя часть попадает внутрь каверны, вызывает усиление отрицательной завихренности на верхней части стенки, подхватывается крупным вихрем и постепенно диффундирует на его фоне. Мелкие сгустки повышенной завихренности на периферии вихря (рис. 4, 5), очевидно, являются результатом такого периодического поступления жидкости в каверну. Сгустки отрицательной завихренности, оторвавшиеся от стенки, также вращаются вокруг вихря и достигают сдвигового слоя.

Верхняя часть вихрей, образованных сдвиговым слоем, срезается кромкой каверны и уносится вдоль пластины, вызывая колебания в пограничном слое ниже каверны.

Картина течения в каверне практически повторяется через период колебаний с частотой сдвиго-

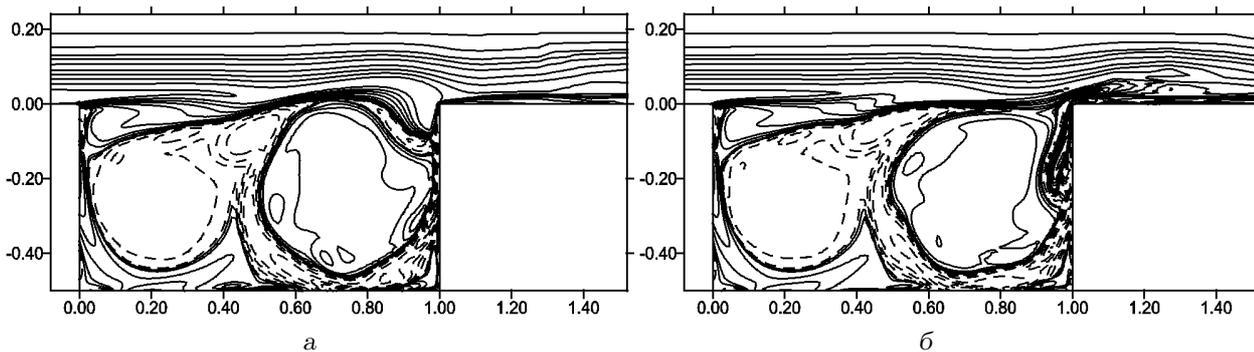


Рис. 4. Мгновенные линии завихренности в каверне $d/b=1:2$, ($Re_b = 15625$):
 $a - t = 122.88$, $б - t = 123.52$

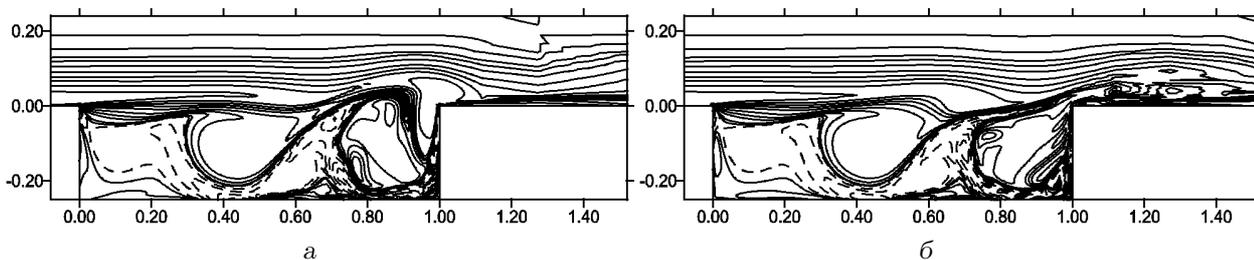


Рис. 5. Мгновенные линии завихренности в каверне $d/b=1:4$, ($Re_b = 15625$):
 $a - t = 124.32$, $б - t = 124.8$

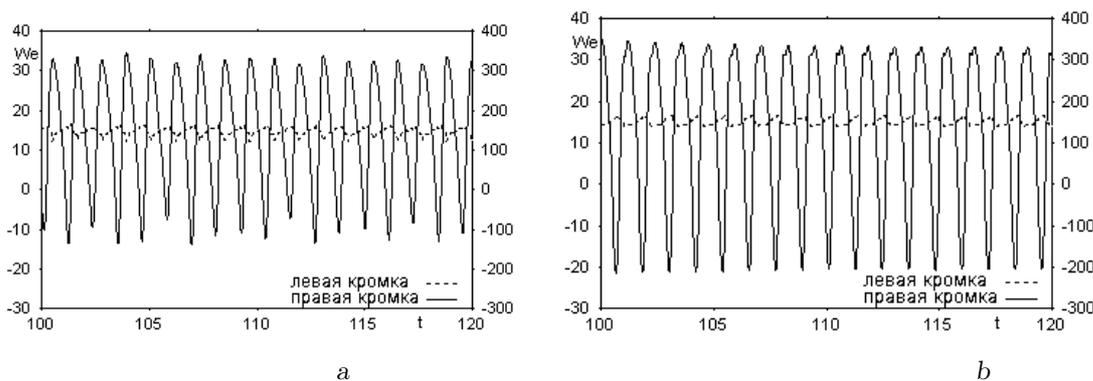


Рис. 6. Завихренность на кромках каверны ($Re_b = 15625$): $a - d/b=1:2$, $б - d/b=1:4$

вого слоя. Таким образом, эта частота является доминирующей при данных величинах основных параметров течения. Однако на рис. 6, *a* можно заметить, что для глубокой каверны минимумы и максимумы завихренности на выходной кромке немного изменяются от периода к периоду. Это можно объяснить некоторым вертикальным “блужданием” положения сдвигового слоя относительно кромки, вызванным изменениями течения внутри каверны. Описанные выше сгустки отрицательной завихренности, которые оторвались от пра-

вой стенки каверны, далее двигаются по круговой траектории на периферии крупного вихря и выносятся вверх к сдвиговому слою. Таким образом, эти мелкие сгустки попадают в область с малой скоростью течения вблизи стенок, поэтому их появление и воздействие на сдвиговый слой происходит с меньшей частотой, которая накладывается на частоту сдвигового слоя. В мелкой каверне размер крупного вихря меньше, и эти мелкие отрицательные вихри встречаются с более развитым сдвиговым слоем. Поэтому их относительное

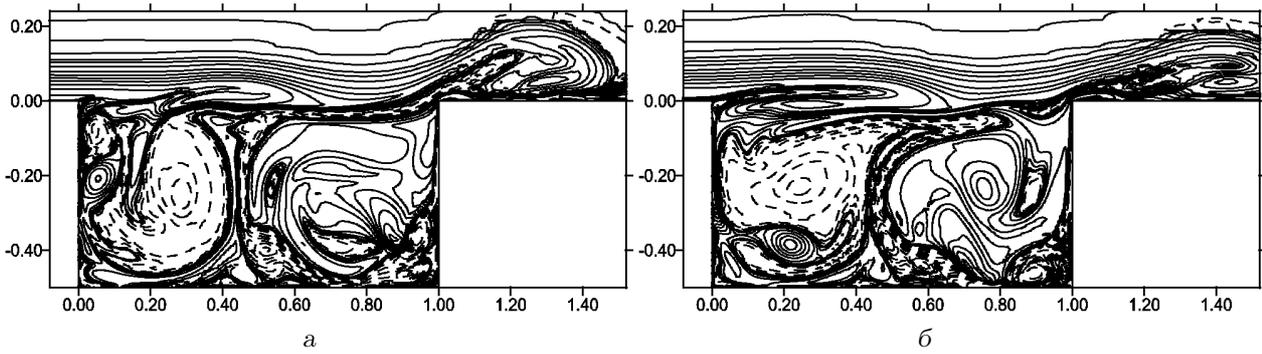


Рис. 7. Мгновенные линии завихренности в каверне $d/b=1:2$, ($Re_b = 21875$):
 $a - t = 284.8$, $b - t = 286.4$

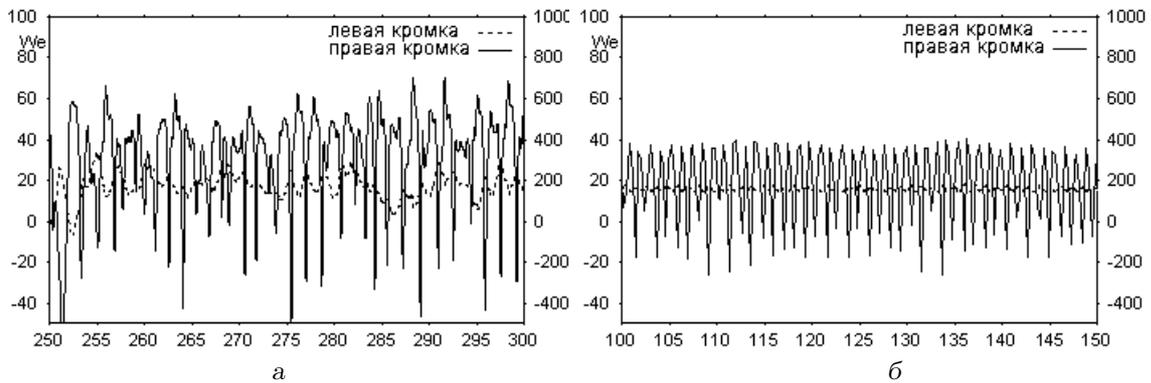


Рис. 8. Завихренность на кромках каверны ($Re_b = 21875$): $a - d/b=1:2$, $b - d/b=1:4$

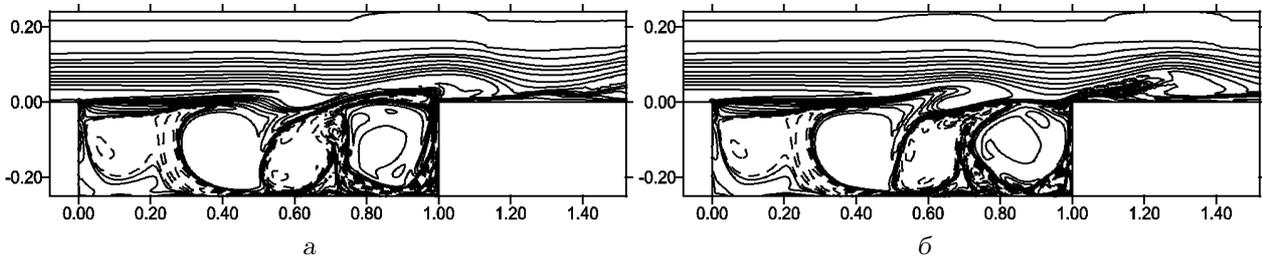


Рис. 9. Мгновенные линии завихренности в каверне $d/b=1:4$, ($Re_b = 21875$):
 $a - t = 175.52$, $b - t = 176$.

влияние меньше и вклад в частоту колебаний на кромке не прослеживается.

При дальнейшем возрастании Re_b мгновенная картина течения в глубокой каверне качественно меняется (рис. 7). По изолиниям завихренности (рис. 7, *a*) видно, что мелкие сгустки с разными знаками завихренности перемещаются в значительной мере хаотично на фоне крупномасштабных циркуляционных движений, которые тоже не остаются постоянными во времени. В некоторые моменты сдвиговый слой в верхней части кавер-

ны вообще не прослеживается (рис. 7). Взаимодействие с внешним потоком происходит на всей длине каверны, большие порции жидкости выплескиваются вверх. Пограничный слой на пластине ниже каверны испытывает сильное влияние как от этих выплесков из каверны, так и вследствие отрыва потока, возникающего на кромке каверны. Например, на рис. 7, *a* хорошо видно цепочку вихрей, катящихся вдоль поверхности пластины за каверной. Сложный характер взаимодействия всех этих элементов структуры течения между со-

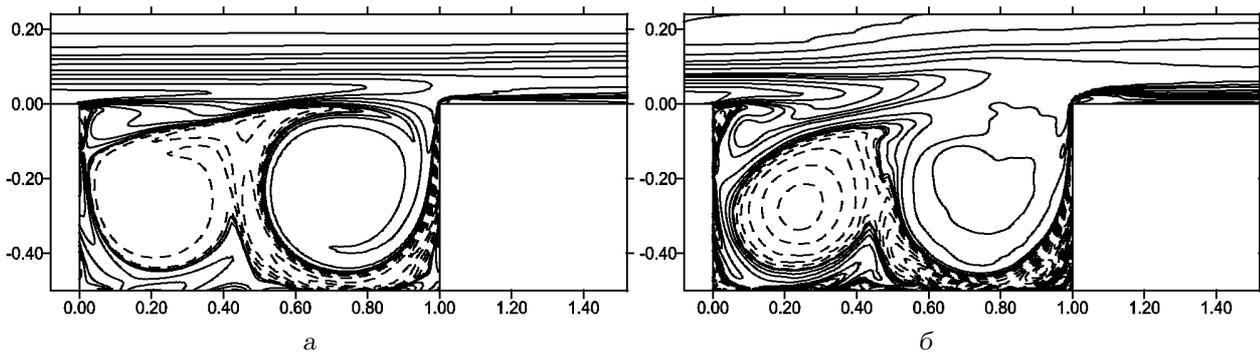


Рис. 10. Изолинии средней завихренности в каверне $d/b=1:2$,
 а – $Re_b = 15625$, б – $Re_b = 21875$

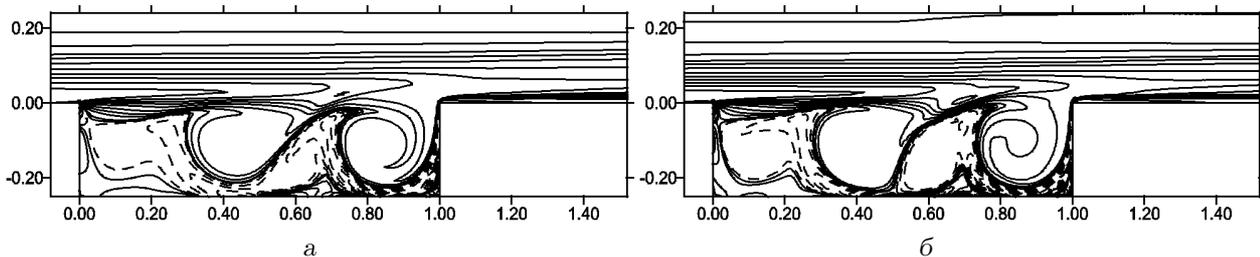


Рис. 11. Изолинии средней завихренности в каверне $d/b=1:4$,
 а – $Re_b = 15625$, б – $Re_b = 21875$

бой и со слоем сдвига приводит к тому, что графики колебания завихренности возле кромок становятся менее регулярными (рис. 8, а). Изменяется не только величина максимальной (минимальной) завихренности, но и временной промежуток между экстремумами. Теряется также фазовая согласованность между колебаниями на кромках, наблюдавшаяся при более низких Re_b .

В мелкой каверне при том же числе Re_b (рис. 9) течение усложняется не так сильно, как в глубокой. По сравнению с более низким Re_b (рис. 5) лучше выражены вихри с отрицательной завихренностью (пунктирные линии). Почти на всей длине каверны существует отчетливый сдвиговый слой, а внутри каверны заметные изменения во времени происходят только в ее нижней по потоку половине, где вращаются в противоположных направлениях два крупных вихря, переносящих мелкие сгустки. Поэтому колебания завихренности на кромках (рис. 8, б) мелкой каверны, в отличие от глубокой, демонстрируют хорошую периодичность.

Таким образом, при числах Рейнольдса $Re_b > 20000$ глубина каверны начинает играть заметную роль в нестационарном поведении течения внутри каверны и ее окрестности. Колебания

течения в мелкой каверне все еще удовлетворительно описываются с помощью неустойчивости сдвигового слоя, в то время как в глубокой каверне сильно неустойчивым становится весь объем жидкости. При этом течение оказывается хаотичным не только внутри каверны, но и в пограничном слое ниже каверны.

4. ОСРЕДНЕННЫЕ КАРТИНЫ ТЕЧЕНИЯ

При экспериментальном изучении нестационарных течений, скорость изменения которых достаточно большая, картины визуализации потока показывают не его мгновенное состояние, а результат развития за некоторый промежуток времени. Относительная продолжительность этого промежутка зависит от многих факторов, в том числе и возможностей экспериментальной методики. Это нужно учитывать при сравнении результатов численного моделирования с визуализацией течения в экспериментальном исследовании.

Рис.10, а и 11, а показывают изолинии завихренности, полученные осреднением во времени мгновенных распределений в течение большого числа циклов колебания потока при $Re_b = 15625$. При сравнении с рис. 4, 5 видно, что при осреднении со-

храняется крупномасштабная структура течения в каверне, состоящая из нескольких вихрей диаметра порядка глубины каверны. Что касается сдвигового слоя в верхней части каверны, то средняя картина течения корректно отражает его состояние только на начальном участке каверны ниже входной кромки. На второй половине длины каверны средние значения максимальной завихренности в сдвиговом слое уменьшаются, в то время как мгновенная завихренность здесь растет, но меняет свое положение в пространстве. При осреднении теряются также мелкие сгустки завихренности на фоне крупного вихря возле правой стенки каверны и пятна завихренности, срезаемые нижней кромкой и сносимые течением вниз от каверны вдоль пластины.

При более высоком $Re_b = 21875$ различия между мгновенным (рис. 9) и средним состоянием потока для мелкой каверны (рис. 11, б) подобны предыдущему случаю. Для каверны $d/b = 1:2$, в которой поток заметно и нерегулярно изменяется во времени практически во всем объеме каверны, мгновенные (рис. 7) и средние изолинии (рис. 10, б) показывают качественно разные картины.

Таким образом, осредненные характеристики потока не соответствуют реальным нагрузкам, которым подвергается обтекаемая поверхность в районе выходной кромки каверны вследствие нестационарного взаимодействия со сдвиговым слоем. При осреднении теряются и периодические возмущения, поступающие в пограничный слой за каверной.

5. СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Крупномасштабные структуры, обнаруженные при численном моделировании и в экспериментальных исследованиях течения в кавернах, качественно подобны, а при сравнимых геометрических соотношениях наблюдается и количественная согласованность. Во всех случаях внутри каверны существуют крупные вихри, размер которых определяется размерами каверны. Однако в большинстве экспериментальных работ осредненные картины линий тока показывают один вихрь, занимающий почти всю каверну (например, [1, 9, 13]). Центр этого вихря находится ближе к правой стенке, поэтому его правая половина имеет почти круглую форму, а левая – сильно растянута и сплюснута по вертикали. В то же время, численное моделирование, как правило, показывает, подобно настоящей работе, что этот вихрь имеет

округлую форму и соразмерен с глубиной каверны. В остальной же части каверны скорости движения значительно ниже, поэтому на приводимых рисунках завихренности в этой области либо показан слабый равномерный фон, либо вмещается еще один или несколько (в зависимости от отношения длины к ширине) слабых вихрей [14, 17, 19]. Такие различия можно объяснить тем, что большинство работ по изучению течения в окрестности каверн имеют целью получить характеристики шума, излучаемого каверной, поэтому рассматривает сжимаемую среду при умеренных и высоких числах Маха. Кроме того, в большинстве экспериментов изучается турбулентное течение при высоких числах Рейнольдса, а размеры каверн таковы, что течение от режима сдвигового слоя переходит в так называемый режим следа, когда внутри каверны течение ведет себя подобно следу за плохо обтекаемым телом. Поэтому осреднение отображает глобальное циркуляционное движение в пределах каверны. В численных исследованиях, как правило, числа Рейнольдса меньше, особенно в случае прямого численного моделирования уравнений Навье-Стокса. Кроме того, рисунки средней завихренности в каверне при разных числах Маха, приведенные в численной работе [15], показывают, что с увеличением числа Маха при неизменных остальных параметрах потока вихрь возле выходной стенки расширяется в направлении входной стенки и занимает почти всю каверну при $M = 1.1$.

Если условия эксперимента сравнимы с условиями численного моделирования, получаемые данные соответствуют друг другу намного лучше. Например, в работе [16] средние линии тока при числе Рейнольдса по длине b прямоугольной каверны с соотношением глубины и длины 1:2 около 7000 показывают, что течение внутри каверны хорошо согласуется с полученным в данной работе не только качественно, но и количественно. На фотографиях дымовой визуализации течения в центральном продольном сечении трехмерной каверны 1:2 в [18] для $Re_b = 4600 \div 10670$ ясно виден крупный вихрь в правой части каверны и сгустки дыма на его периферии; в остальной части каверны авторы зафиксировали противоположно вращающийся вторичный вихрь. В [1] исследовалось течение в каверне 1:4 при ламинарном и турбулентном режиме набегающего течения. В турбулентном случае почти вся каверна занята одним крупным вихрем. В ламинарном же случае вихрь возле задней кромки имеет более круглое ядро, а ниже входной стенки каверны под верхним слоем сдвига расположен слабый вихрь, занимающий немного более четверти длины каверны.

Хорошо согласуются численные и экспериментальные данные для параметров течения в верхней части каверны, в районе развития слоя сдвига и его взаимодействия со стенками каверны. Образование мелких вихрей в результате развития неустойчивости слоя, их количество, искажение и разрушение при ударе о нижнюю стенку каверны отчетливо видны на рисунках визуализации течения в [6, 16].

ВЫВОДЫ

Прямое численное моделирование вязкого несжимаемого течения на пластине с прямоугольной каверной с соотношением длины и глубины 1:2 и 1:4 позволяет сделать следующие выводы.

При $Re_b < 10000$ обтекание каверны потоком жидкости имеет стационарный характер. Почти всю площадь каверны занимает циркуляционное течение вокруг одного центра, расположенного ближе к задней стенке каверны, не происходит обмена жидкостью с внешним потоком. В верхней части каверны существует слой сдвига, образованный сходящим с передней кромки каверны пограничным слоем и увлеченной им жидкостью каверны. С повышением Re_b вместо единого циркуляционного течения внутри каверны появляется несколько вихревых структур. Толщина натекающего пограничного слоя становится меньше, таким образом, относительная длина его развития вдоль длины каверны увеличивается. Поэтому определяющими параметрами для перехода от стационарного режима обтекания каверны в колебательный режим являются толщина вытеснения пограничного слоя перед каверной и ее отношение к длине каверны.

Глубина каверны начинает заметно влиять на характеристики течения при переходе от регулярных колебаний к более хаотичным (при увеличении числа Рейнольдса), когда мгновенные скорости жидкости во всем объеме каверны достигают скоростей, сравнимых со скоростями в основном потоке. В мелкой каверне эта стадия наступает при более высоком числе Рейнольдса, чем в глубокой каверне с такой же длиной.

Сравнение мгновенных и осредненных во времени картин течения показывает, что при нестационарном режиме потока средние параметры течения существенно отличаются от их мгновенных величин как количественно, так и качественно. Это нужно учитывать при определении влияния каверн на пограничный слой обтекаемой поверхности и нагрузки, испытываемые поверхностью в ра-

йоне каверны.

1. Grace S. M., Dewar W. G., Wroblewski D. E. Experimental investigation of the flow characteristics within a shallow wall cavity for both laminar and turbulent boundary layers // Experiments in Fluids.– 2004.– **36**.– P. 791–804.
2. Ahuja K. K., Mendoza J. Effect of cavity dimensions, boundary layer/ and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes // NASA contractor report: final report contract NAS1-19061, task 13. – 1995
3. Disimile P. J., Toy N., Savory E. Effect of planform aspect ratio on flow oscillations in rectangular cavities // J. of Fluids Engineering.– 2000.– **122**.– P. 32–38.
4. Sarohia V. Experimental investigation of oscillations in flows over shallow cavities // AIAA Journal.– 1977.– **15**, **N7**.– P. 984–991.
5. Rockwell D., Naudascher E. Self-sustained oscillations of impinging free shear layers // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1979.– **11**.– P. 67–94.
6. Knisely C., Rockwell D. Self-sustained low-frequency components in an impinging shear layer // Journal of Fluid Mechanics.– 1982.– **116**.– P. 157–186.
7. Gharib M., Roshko A. Responce of the cavity shear layer oscillations to external forcing // Journal of Fluid Mechanics.– 1987.– **177**.– P. 501–530.
8. Gharib M. The effect of flow oscillation on cavity drag // AIAA Journal.– 1987.– **25**, **N1**.– P. 43–47.
9. Lin J.-C., Rockwell D. Organized oscillation of initially turbulent flow past a cavity // AIAA Journal.– 2001.– **39**, **N6**.– P. 1139–1151.
10. Gatski T. B., Grosch C. E. Embedded cavity drag in steady laimar flow // AIAA Journal.– 1985.– **23**, **N7**.– P. 1028–1037.
11. Воропаев Г. А., Розумнюк Н. В. Численное моделирование вязкого течения над поверхностью с углублением // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– **6(78)**, N 4.– С. 17–23.
12. Shirayama S. Construction of modified third-order schemes for stretched meshes // AIAA Journal.– 1992.– **30**.– P. 1237–1242.
13. Ukeiley L., Murray N. Velocity and surface pressure measurements in an open cavity // Experiments in Fluids.– 2005.– **38**.– P. 656–671.
14. Hardin J. C., Pope D. S. Sound generation by flow over a two-dimensional cavity // AIAA Journal.– 1995.– **33**, **N3**.– P. 407–412.
15. Hamed A., Basu D., Mohammed A., Das K. Direct numerical simulations of high speed flow over cavity // 3rd AFOSR Int. Conference on DNS/LES (TAICDL). – August 5-9, 2001, Arlington, Texas
16. Pereira J. C. F., Sousa J. M. M. Influence of impingement edge geometry on cavity flow oscillations // AIAA Journal.– 1994.– **32**.– P. 1737–1740.
17. Rowley C. W., Colonius T., Basu A. J. On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities // Journal of Fluid Mechanics.– 2002.– **445**.– P. 315–346.
18. Faure T. M., Adrianos P., Lusseyran F., Pastur L. Visualisation of the flow inside an open cavity at medium range Reynolds numbers // Experiments in Fluids.– 2007.– **42**.– P. 169–184.
19. Suponitsky V., Avital E., Gaster M. On three-dimensionality and control of incompressible cavity flow // Physics of Fluids.– 2005.– **17**.– P. 104103-1–104103-19 .