

УДК 532.517

# ИСТОЧНИКИ ПСЕВДОЗВУКОВЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ СФЕРИЧЕСКОЙ ЛУНКИ

Г. А. ВОРОПАЕВ\*, А. В. ВОСКОВОЙНИК\*, В. А. ВОСКОВОЙНИК\*,  
В. Т. ГРИНЧЕНКО\*, С. А. ИСАЕВ\*\*, Н. В. РОЗУМНЮК\*

\*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

\*\*Санкт-Петербургский государственный университет гражданской авиации, Россия

Получено 26.08.2008

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований характеристик псевдозвуковых осцилляций давления, обусловленных взаимодействием потока и звукового поля внутри трехмерной сферической лунки. Проведено численное и физическое моделирование особенностей вихревого движения внутри лунки и в ее ближнем следе. Обнаружены симметричные и асимметричные крупномасштабные вихревые системы внутри лунки, существование которых зависит от режима течения, указано их местоположение и периодичность выброса наружу. Эволюция торнадообразных вихрей подчиняется переключательному механизму, что приводит к появлению низкочастотных модулирующих поперечных колебаний вихревого движения внутри лунки. В спектрах пульсаций давления и скорости обнаружены дискретные высокодобротные пики. Они соответствуют частоте вращения вихревых систем внутри лунки, частоте их выбросов наружу, частоте следовой моды колебания вихревого движения в лунке, обусловленной гидродинамическим резонансом, а также частоте автоколебаний сдвигового слоя, отвечающих акустическому резонансу. Указаны форма и размеры квазистабильных крупномасштабных вихревых структур, области их зарождения и этапы развития. Мгновенные и осредненные характеристики псевдозвуковых пульсаций давления вихревого движения внутри лунки и в ее ближнем следе отличаются из-за нелинейного взаимодействия вихревых структур между собой и с обтекаемой поверхностью.

Представлено результати теоретичних і експериментальних досліджень характеристик псевдозвукових осциляцій тиску, обумовлених взаємодією потоку й звукового поля усередині тривимірної сферичної лунки. Проведено чисельне й фізичне моделювання особливостей вихревого руху усередині лунки й у її ближньому сліді. Виявлені симетричні й асиметричні великомасштабні вихрові системи усередині лунки, існування яких залежить від режиму течії, вказані їхнє місце розташування й періодичність викиду назовні. Еволюція торнадоподібних вихорів підпорядковується перемикальному механізму, що приводить до появи низькочастотних модулюючих поперечних коливань вихревого руху всередині лунки. У спектрах пульсацій тиску й швидкості виявлені дискретні високодобротні піки. Вони відповідають частоті обертання вихрових систем усередині лунки, частоті їхніх викидів назовні, частоті слідової моди коливання вихревого руху в лункі, обумовленої гідродинамічним резонансом, а також частоті автоколивань шару зсуву, які відповідають акустичному резонансу. Вказані форма й розміри квазістійких великомасштабних вихрових структур, області їхнього зародження й етапи розвитку. Миттєві й осереднені характеристики псевдозвукових пульсацій тиску вихревого руху усередині лунки й у її ближньому сліді відрізняються через нелінійну взаємодію вихрових структур між собою та з обтічною поверхнею.

The paper deals with theoretical and experimental investigation results on characteristics of pseudosound pressure oscillations caused by interaction of the flow and sound field inside the three-dimensional spherical dimple. The results of numerical and physical simulation of vortex movement features inside the dimple and in its near wake are shown. The symmetric and asymmetric large-scale vortical systems have been found inside the dimple, their existence depending on flow regime. Their location and outbreak periodicity are specified. The evolution of tornado-like vortices is subjected to trigger mechanism resulting in the occurrence of low-frequency modulating transversal oscillations of vortex motion inside the dimple. The high-Q discrete peaks are discovered in the spectra of pressure and velocity fluctuations, that correspond to frequency of vortex systems rotation inside the dimple, their outbreak frequency, wake mode frequency of vortical motion oscillations in the dimple, caused by the hydrodynamical resonance, and shear layer self-oscillation frequency, corresponding to the acoustic resonance. The shape and dimensions of the quasi-stable large-scale vortex structures, their generation regions and development stages have been specified. The instantaneous and average characteristics of pseudosound pressure fluctuations for vortical movement inside the dimple and in its near wake are different because of nonlinear interaction of vortical structures with each other and with streamlined surface.

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений управления пограничным слоем для снижения гидроакустического шума, гидродинамического сопротивления и повышения тепло- и массопереноса является искусственное формирование и развитие когерентных вихревых систем, обладающих необходимыми и контролируемыми характеристиками. Генерация таких вихревых структур успешно осуществляется с помощью создания на обтекаемой поверхности луночных рельефов с определен-

ной формой, размерами и расположением в ансамбле, которые оптимальным образом проектируются под соответствующие режимы обтекания для получения максимальной эффективности. Особенную актуальность этим задачам придает разработка и повсеместное внедрение энергосберегающих комплексов и технологий.

В последние годы интенсивные исследования в области аэрогидродинамики и гидроакустики вихревого течения в углублениях направлены на понимание физики возникающих здесь сложных отрывных течений и поиск возможностей контро-

ливать влияние вихревых структур на их характеристики. Зависимость вида вихревых структур от формы и размера углублений, числа Рейнольдса, соотношений геометрических параметров углублений с характерными масштабами пограничного слоя делает эту задачу сложной и многопараметрической.

Определяющая особенность течения в локальном углублении – смена режима внутреннего течения в зависимости от его формы и размеров, а также параметров набегающего потока. В связи с этим можно выделить два класса углублений: “промываемые” или “безотрывные” (обтекаемые без отрыва основного потока) и “отрывные” (с внутренним циркуляционным течением). Класс “промываемых” углублений не имеет четких границ, так как при изменении числа Рейнольдса они могут становиться “отрывными”. Проявление эффекта диффузорности и конфузорности в “промываемых” выемках в плоском случае может приводить к возникновению плоских “качущихся” вихрей, искажающих этапы перехода к турбулентности по сценарию развития волн Толмина–Шлихтинга. В свою очередь, трехмерные “промываемые” углубления трансформируют поперечную завихренность пограничного слоя в продольную и в зависимости от ее параметров могут изменять сценарий перехода к турбулентности, минуя его двумерный этап. Характерная особенность течений в “отрывных” углублениях – появление сдвигового слоя, который формируется на границе между течением в углублении и основным потоком, когда пограничный слой последнего отрывается от переднего края углубления вследствие геометрического разрыва поверхности обтекания.

Из-за наличия точки перегиба в профиле скорости сдвиговый слой становится неустойчивым к малым возмущениям в соответствии с механизмом неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. По мере развития сдвигового слоя вниз по потоку от переднего края углубления процесс селективного усиления порождает волны неустойчивости, которые первоначально растут экспоненциально вниз по потоку. В результате их амплитуды возрастают настолько, что становятся важными нелинейные эффекты [1].

После этой начальной стадии нелинейные эффекты преобладают и сдвиговый слой зачастую сворачивается, формируя когерентные крупномасштабные поперечно ориентированные вихри (например, для прямоугольных углублений) [2], являющиеся источниками пульсаций, генерирующих гидродинамический шум. Хотя их образование не-

существенно для развития осцилляций, обычно такие структуры дают необходимое дискретное возбуждение, становящееся достаточным для порождения и сохранения осцилляций. Следовательно, когерентные крупномасштабные вихри наиболее важны при изучении рассматриваемых течений. Зависимость от времени и пространственная сложность структуры сдвиговых слоев в углублении делает их экспериментальное определение трудным. В частности, поскольку такие слои образованы системой разномасштабных неустойчивых структур с циклической изменчивостью параметров [3], то существующие одноточечные измерения либо фазоосредненные данные неадекватно отражают их динамику в углублении [4].

Течение вокруг расположенных на обтекаемой поверхности углублений или лунок и над ними вызывает значительные пульсации давления, скорости, температуры или плотности в пограничном слое, генерируя акустические волны, распространяющиеся в окружающее пространство. Пульсации увеличивают локальное сопротивление обтекания и вследствие возникновения резонансных колебаний приводят к отказу или повреждению инструментов и навигационного оборудования, установленных на поверхности. Так, сверхзвуковые потоки над углублениями могут возбуждать высокие уровни акустического давления вплоть до 170 дБ [5, 6], достаточные для того, чтобы вызвать значительные повреждения (вплоть до их разрушения) навигационных систем [7–9]. Поэтому течение в локальных углублениях представляет значительный прикладной интерес для ряда отраслей науки и техники.

Самоорганизация крупномасштабных вихревых структур в пределах углублений лежит в основе физического механизма интенсификации теплообмена. При этом тепловая эффективность рельефов с углублениями, связанная с вихревой структурой их обтекания, во многом зависит от геометрии лунок, их взаимного размещения в ансамбле и режимов набегающего потока. Для глубоких лунок, обтекаемых турбулентным потоком, характерны нестационарные режимы конвективного теплообмена. Согласно [10–13], использование ансамбля углублений на обтекаемой поверхности позволяет увеличить теплообмен при незначительном росте гидравлических потерь. Например, расположение шахматного ансамбля сферических лунок глубиной (0.25...0.3) диаметра на стенке узкого канала [10, 14] позволяет увеличить теплоотдачу примерно в (2.4...2.5) раза по сравнению с плоскопараллельным каналом. При этом гидравлические потери возрастают приблизительно

но в (1.4...1.5) раза. Из большого числа экспериментальных, теоретических и численных исследований, выполненных за последние годы, известно, что картина течения внутри и вокруг углубления существенно зависит от скорости набегающего потока, толщины пограничного слоя, уровня турбулентности, а также геометрических характеристик самого углубления [4, 15].

Для “отрывных” углублений можно выделить три типа течений, которые идентифицированы в работе [16] и широко используются в англоязычной литературе: закрытое, открытое и переходное [14, 17]. Закрытые течения наблюдаются в мелких углублениях и характеризуются присоединением набегающего потока ко дну, а затем повторным отрывом его перед кормовой стенкой и присоединением к верхнему кормовому краю углубления. При этом в закрытых углублениях формируются две циркуляционные области в придонных частях позади передней или фронтальной стенки и перед кормовой стенкой. Закрытые течения обычно возникают в углублениях с отношением диаметра или ширины лунки к ее глубине  $d/h \geq 13$  [18].

Открытые течения присущи глубоким углублениям со сдвиговым слоем, который, перекрывая всю длину углубления в его верхней части, отделяет внутреннее течение в углублении от свободного потока. Они наблюдаются при  $d/h < 10$  [15, 18, 19]. В таком течении сдвиговый слой зарождается на переднем крае углубления, пересекает всю его длину и присоединяется к кормовой стенке, ударное взаимодействие слоя смещения с которой приводит к появлению осциллирующих потоков жидкости, направленных внутрь углубления и наружу из него. Это обуславливает повышение статического давления перед кормовой стенкой углубления и понижение давления позади его передней стенки. В результате возникает обратное течение внутри углубления, формирующее впоследствии внутреннее циркуляционное течение. Конфигурация последнего, как и его вихревая структура, зависит от режима обтекания и геометрии углубления. Формирование единичного вихря наблюдается для углубления с квадратным поперечным сечением  $d/h \approx 1$  [20]. При изменении этого отношения появляются дополнительные противоположно вращающиеся вихри, которые располагаются рядом вдоль продольной оси (для длинных углублений) или ниже существующих вихрей (для глубоких) [21]. При соответствующих условиях обтекания в углублении могут возникать высокоинтенсивные акустические резонансы и вибрации обтекаемой поверхности [4, 22, 23].

При формировании сдвигового слоя, зарождающегося на верхней кромке передней стенки углубления, генерируются неустойчивые поля скоростей и давлений. Сложная природа гидродинамической и акустической обратной связи между отрывной областью и стенкой углубления поддерживает значительные пульсации как амплитуды неустойчивости в сдвиговом слое, так и ее конвективной скорости. Механизм, по которому генерируются звуковые и псевдозвуковые пульсации давления, зависит от динамических и спектральных характеристик набегающего пограничного слоя, а также от геометрии углубления. В процессе эволюции неустойчивость сдвигового слоя сворачивается в вихревые структуры, ударяющиеся в кормовую стенку углубления, и производит акустический отклик. Тенденция генерировать звук, обусловленный узкополосным или широкополосным излучением шума завихренностью сдвигового слоя в углублении, в большинстве случаев нежелательна, поскольку это сопровождается значительными вибрациями и передачей акустических волн в окружающую среду.

Неустойчивое поле течения в углублении состоит из комбинации случайных пульсаций скоростей и давлений. Величины каждой из компонент изменяются в зависимости от типа течения. Закрытые течения обладают более хаотичными случайными пульсациями скорости и давления и не проявляют особенностей неустойчивого осциллирующего течения. В открытом течении в углублении преобладают интенсивные периодические пульсации с менее значимыми случайными компонентами. Периодические пульсации давления, присущие переходным и открытым течениям в углублениях, порождают акустические тоны. Считается, что течения являются резонансными, когда тональные пики превышают в два раза (на 6 дБ) уровни давления окружающей среды [24]. Такие нежелательные на практике акустические тоны высокой интенсивности генерируют самосохраняющиеся осцилляции или автоколебания, присущие открытым и переходным течениям в углублениях.

Амплитудные уровни осцилляций течения возрастают вследствие эффектов ударного разрушения сдвигового слоя на кормовой стенке углубления, а частотные диапазоны спектров пульсаций звукового и псевдозвукового давлений расширяются. В результате поле течения зависит от условий и режима набегающего потока, свойств жидкости, формирующей сдвиговый слой, и внутренних полей течения в углублении. Автоколебательные осцилляции, присущие течениям внутри и вблизи

открытых углублений на обтекаемой поверхности, разделяются на три класса, в зависимости от наблюдаемых особенностей течений [25]:

- 1) гидродинамические осцилляции, возникающие вследствие комбинированного усиления неустойчивости сдвигового слоя, распространяющихся вниз по потоку возмущений и вихревых систем, формируемых внутри углубления, конвектирующих внутри него и выбрасывающихся наружу в пограничный слой;
- 2) осцилляции, обусловленные резонансными явлениями и вызванные взаимодействием стоячих волн давления внутри углубления и акустических волн, распространяющихся в окружающую среду;
- 3) осцилляции, связанные с эффектом гидроупругости, когда движения твердой границы обусловлены пульсациями поля давлений, генерируемыми вследствие нелинейного взаимодействия конвектирующих вихрей между собой и обтекаемой поверхностью.

Генерация углублением акустического излучения (обычно оно имеет дипольный характер) описывается механизмом обратной связи [26–28], основанном на взаимодействии отрывного сдвигового слоя с границами углубления. Процесс обратной связи начинается с отрыва пограничного слоя на верхней кромке переднего края углубления. Как известно, в точке отрыва зарождается сдвиговый слой, который при своем формировании и перемещении вниз по потоку расширяется и, вследствие наличия поперечного градиента продольной скорости между перемещением жидкости внутри лунки и над ней, на некотором расстоянии от точки зарождения сворачивается в когерентные вихревые структуры. Когда сдвиговый слой при достаточно высоких числах Рейнольдса взаимодействует с кормовой стенкой углубления, то генерируется акустическая волна возмущения, которая излучается в окружающую среду, в том числе и навстречу набегающему потоку.

При достижении акустическими пульсациями давления верхней части переднего края углубления они воздействуют на область зарождения сдвигового слоя, наиболее чувствительную к окружающим возмущениям. Как следствие, сдвиговый слой возбуждается акустическим излучением и резонирует. Это приводит к генерации вихревых структур, отвечающих режиму автоколебаний сдвигового слоя. Таким образом замыкае-

тся петля обратной связи. Период резонансных колебаний сдвигового слоя, подчиняющихся этому механизму, состоит из времени прохождения или конвекции вихревых структур сдвигового слоя от переднего края углубления до его кормовой стенки, где они ударяются об нее, а также времени прохождения акустического сигнала от места его излучения на кормовой стенке до места зарождения сдвигового слоя (верхний край передней стенки).

Если продольный размер отверстия углубления равен длине волны одной крупномасштабной вихревой структуры сдвигового слоя, то резонансные осцилляции гидроакустического взаимодействия в углублении будут генерироваться на первой моде автоколебаний этого слоя. Если на длине отверстия углубления будут укладываться два, три и более вихрей сдвигового слоя, то автоколебания будут происходить на второй, третьей и более частотных модах, что отчетливо проявляется в виде дискретных пиков на спектральных зависимостях полей пульсаций скорости и давления [2, 3, 5, 19]. В последние годы многими исследователями изучаются генерируемые потоком псевдозвуковые и акустические осцилляции, возникающие вследствие взаимодействия набегающего течения с локальным углублением на обтекаемой поверхности [29].

Таким образом, шум углубления возникает как результат механизма обратной связи, простирающегося через открытое отверстие углубления и связывающего волну давления с возбуждаемыми возмущениями течения на его переднем крае. Результирующая волновая структура усиливает неустойчивое движение сдвигового слоя над всей областью углубления. Это вызывает дополнительную перемежаемость в потоке, переносит определенную массу жидкости к кормовой стенке углубления и усиливает петлю обратной связи. При увеличении толщины пограничного слоя уровни излучаемого звукового давления уменьшаются [30]. Спектры гидродинамического шума, порождаемого наличием углубления на обтекаемой поверхности, содержат как широкополосные, так и тональные частотные или волновые компоненты [31]. Наличие последних обусловлено механизмом следовой моды [32], который формируется за счет периодического низкочастотного выброса крупномасштабной вихревой структуры из углубления, и механизмом автоколебания сдвигового слоя на различных модах, возникающим в результате обратной связи между гидродинамикой течения и акустическим полем. До настоящего времени не сформирована общепринятая точка зрения



Рис. 1. Расположение пластины с полусферическим углублением в измерительном участке гидродинамического лотка

на зарождение и эволюцию крупномасштабного вихря или мелкомасштабных вихревых структур как в единичном углублении, так и в ансамбле лунок. В специальной литературе предложены различные сценарии этих процессов [33, 34].

Цель этой работы – численное и экспериментальное исследование характеристик вихревых структур – псевдозвуковых источников гидродинамического шума внутри локального трехмерного углубления в виде сферической лунки, а также изучение влияния углубления на кинематические и спектральные характеристики пограничного слоя над обтекаемой поверхностью в ближнем следе.

## 1. МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ЧИСЛЕННОГО И ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Механизм вихреобразования внутри сферического углубления на плоской поверхности и в пограничном слое над ней исследовался численно с помощью модели крупных вихрей (LES) и решения осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье–Стокса (URANS) при их замыкании с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера и модели переноса рейнольдсовых напряжений. В расчетах предполагалось, что жидкость несжимаема. LES уравнения были получены при фильтровании уравнений неразрывности и переноса температуры, а также уравнений Навье–Стокса. Моделирование турбулентного переноса осуществлялось по-

средством наиболее используемых в настоящее время полуэмпирических дифференциальных моделей: однопараметрической модели Спаларта – Алмареса, модифицированной с учетом вращения и поправки на влияние кривизны линий тока; модели переноса сдвиговых напряжений, в которой при расчете вихревой вязкости вместо модуля завихренности используется модуль скоростей деформаций; модели переноса рейнольдсовых напряжений, позволяющей адекватно отслеживать изменение структуры турбулентности в сложных потоках, что дает возможность учитывать изменение интегральных характеристик течения. Отличительной особенностью используемых методов являются оригинальные многоблочные вычислительные технологии (МВТ), разработанные на базе факторизованных неявных алгоритмов и разномасштабных пересекающихся сеток (в частности, скользящих). Их применение позволило корректно разрешить зоны с высокими градиентами характеристик вблизи струйных и вихревых генераторов. МВТ реализуются в оригинальном пакете VP2/3 (скорость – давление, двумерная и трехмерная версия), распараллеленная версия которого предназначена для проведения расчетов нестационарных пространственных отрывных течений на многопроцессорных системах кластерного типа [35].

Физическое моделирование вихревого процесса, генерируемого в локальном углублении полусферической формы на плоской поверхности, осуществлялось в аэродинамической трубе открытого

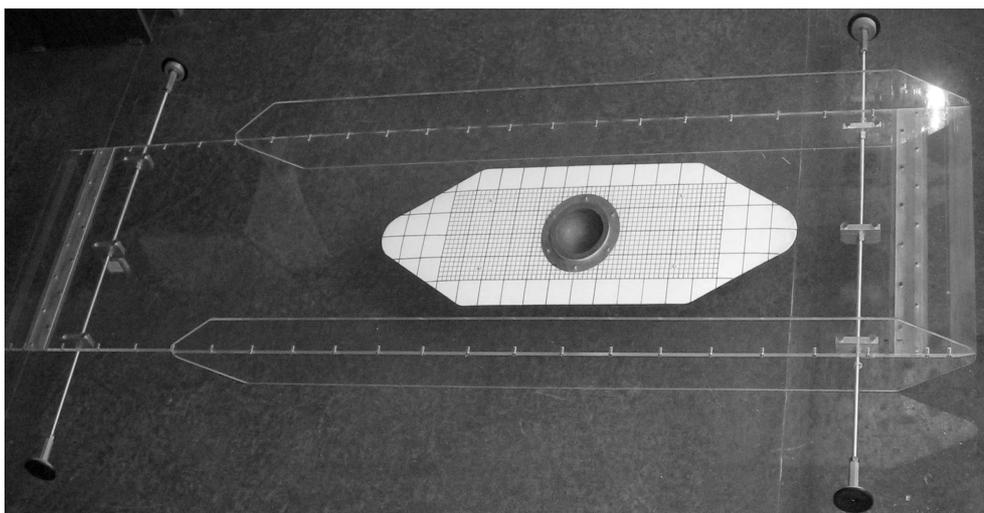


Рис. 2. Измерительная пластина с полусферической лункой и координатной сеткой, нанесенной на обтекаемой поверхности

типа и в гидродинамическом лотке со свободной поверхностью потока. В ходе экспериментов применялись методы визуализации течения и инструментальные измерения полей скоростей и давлений. В осевом сечении измерительного участка аэродинамической трубы в ее горизонтальной плоскости вдоль продольной оси монтировалась плоская гидравлически гладкая пластина (высота шероховатости обтекаемой поверхности не превышала толщины вытеснения пограничного слоя). На расстоянии 0.5 м от носка пластины располагалась полусферическая лунка диаметром 0.02 м и скорость потока изменялась от 3 до 15.5 м/с. В верхней части прозрачного измерительного участка аэродинамической трубы в специально сделанном люке устанавливалось координатное устройство, в котором через соответствующие державки и узлы крепления фиксировались проволочные термоанемометрические датчики фирмы Disa. Координатное устройство, оборудованное микрометрическими головками, обеспечивало линейные перемещения термоанемометрических датчиков с погрешностью до  $0.01 \cdot 10^{-3}$  м. Контроль положения датчиков обеспечивался с помощью лазерных установок, а их калибровка проводилась абсолютным и относительным методами. Результаты измерений регистрировались на измерительном четырехканальном магнитофоне типа 7005 фирмы Bruel & Кьяег и обрабатывались на специализированном двухканальном анализаторе спектров типа 2034 фирмы Bruel & Кьяег, а также оцифровывались на аналого-цифровых преобразователях и обрабатывались на универсальных вычислительных ком-

плексах по соответствующим программам и алгоритмам [36, 37].

Экспериментальные исследования обтекания несжимаемой жидкостью полусферического углубления на плоской пластине проводились в гидродинамическом лотке длиной 16 м, шириной 1 м и глубиной 0.8 м. На расстоянии порядка 8 м от входной части лотка располагался измерительный участок, оборудованный контрольно-измерительной аппаратурой и средствами регистрации параметров набегающего потока, координатными приспособлениями, осветительной аппаратурой и другими вспомогательными инструментами. Глубина потока и его скорость плавно регулировалась с помощью специального оборудования. В наших исследованиях глубина потока была порядка 0.4 м, а скорость изменялась от 0.03 до 0.4 м/с. Исследуемая пластина с полусферическим углублением устанавливалась на дно измерительного участка гидродинамического лотка и располагалась на расстоянии 0.1 м от дна лотка параллельно его поверхности (рис. 1).

Изготовленная из полированного органического стекла гидравлически гладкая пластина толщиной 0.01 м, шириной 0.5 м и длиной 2 м была заострена с фронтальной и с кормовой стороны для обеспечения безотрывного обтекания. К боковым ее сторонам крепились концевые шайбы (органическое стекло толщиной 0.005 м и шириной 0.2 м). На расстоянии 1 м от носка пластины было сделано отверстие, где устанавливался полый стальной стакан, заполненный пластилином, в котором выдавлено полусферическое углубление диа-

метром 0.1 м (рис. 2). К нижней части пластины в месте расположения стакана с полусферическим углублением крепился лист с масштабной сеткой и пенопластовый обтекатель. Крепление стального стакана позволяло вращать полусферическую лунку вокруг своей оси с шагом  $60^\circ$ .

Заподлицо с обтекаемой поверхностью полусферической лунки и на пластине вблизи углубления устанавливались миниатюрные пьезокерамические датчики пульсаций пристеночного давления мембранного типа (рис. 3) с диаметром чувствительной поверхности  $1.6 \cdot 10^{-3}$  м. Вдоль срединного сечения углубления (по образующей полусферы) располагались следующие датчики: 1 – перед углублением на расстоянии  $5 \cdot 10^{-3}$  м от его переднего края заподлицо с поверхностью пластины; 2 – внутри углубления на расстоянии  $8 \cdot 10^{-3}$  м ниже переднего края; 3 – в центре углубления на его дне; 4 – на кормовой стенке на расстоянии  $33 \cdot 10^{-3}$  м вдоль образующей полусферы от датчика 3; 5 – на кормовой стенке на расстоянии  $13 \cdot 10^{-3}$  м ниже кормового края лунки и 6 – позади углубления на расстоянии  $5 \cdot 10^{-3}$  м от его кормового края заподлицо с поверхностью пластины. Датчики 7 и 8 располагались на боковой стенке углубления: 7 – в поперечном сечении углубления перпендикулярно к направлению расположения датчиков 1–6 на расстоянии  $48 \cdot 10^{-3}$  м вдоль образующей полусферы от датчика 3; датчик 8 – на той же широте, что и датчик 7, но ближе к кормовой стенке на  $30^\circ$  (расстояние между датчиками 7 и 8 вдоль поверхности лунки составляло  $21 \cdot 10^{-3}$  м). Вблизи датчиков пульсаций давления находились предварительные усилители с коэффициентом усиления порядка (12...15) дБ.

Наряду с датчиками пульсаций пристеночного давления в экспериментальных исследованиях использовались пленочные термоанемометры фирмы Disa и пьезокерамические датчики пульсаций полного давления (рис. 4). Они посредством соответствующих державок и координатных приспособлений вводились в пограничный слой и вихревой поток внутри углубления для измерения поля скоростей и давлений, а также пространственных корреляционных и взаимных спектральных зависимостей между ними.

Электрические сигналы со всех датчиков усиливались, фильтровались, измерялись и регистрировались соответствующей аппаратурой. Принятые аналоговые сигналы подавались на многоканальные аналого-цифровые преобразователи, встроенные в персональный компьютер, где регистрировались и обрабатывались по стандартным и специально разработанным программам и методикам.

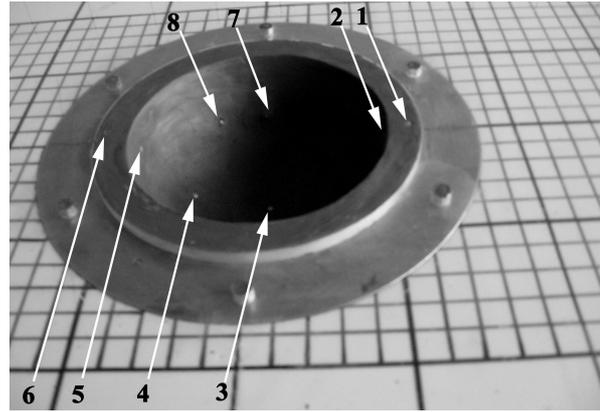


Рис. 3. Местоположение датчиков пульсаций пристеночного давления в полусферической лунке и вблизи нее

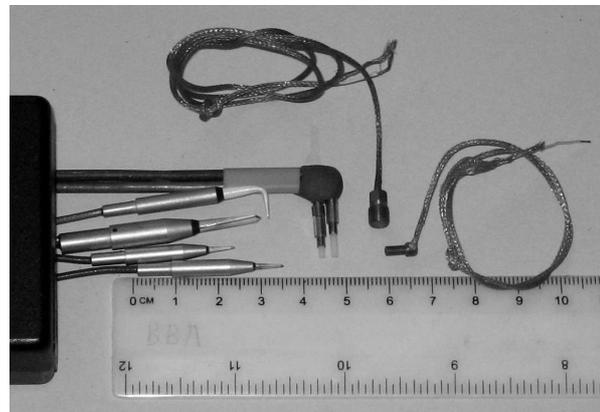


Рис. 4. Датчики пульсаций пристеночного и полного давлений, пленочные термоанемометры одно- и двухкомпонентные

До, во время и после проведения исследований все средства измерений, датчики и преобразователи тестировались и поверялись по соответствующим программам и методикам, абсолютным и относительным методами. Калибровочные и поверочные кривые либо зависимости использовались для определения соответствующих чувствительностей и коэффициентов преобразования физических величин в электрические сигналы измерительными трактами. Погрешность измерений для осредненных и интегральных величин не превышала 10 % (доверительный интервал 95 %), а для спектральных и корреляционных зависимостей полей пульсаций скорости и давления – не более 2 дБ в диапазоне частот от 0 Гц до 12.5 кГц.

На аэродинамическом стенде визуальные исследования структуры потока над обтекаемой поверхностью пластины с углублениями проводились с

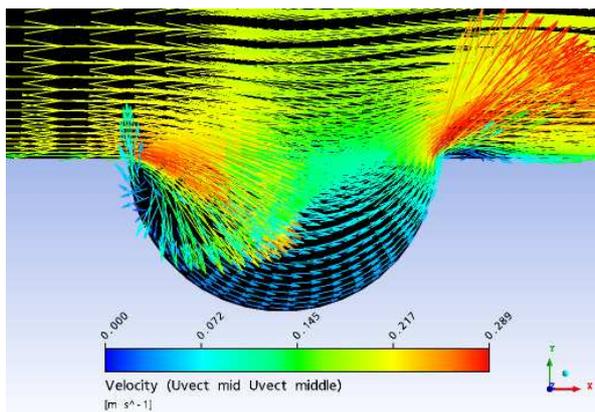


Рис. 5. Распределение осредненной продольной скорости внутри полусферической лунки и в ее ближнем поле над обтекаемой пластиной

помощью дымовых струек и полос, а также по регистрации перемещения косметической пудры и белой либо черной сажи (для контрастных изображений структуры потока). В гидродинамическом лотке в качестве красителя использовались цветные чернила и водорастворимые красители, а также контрастные смываемые покрытия и взвешенные частички с плавучестью, близкой к нейтральной.

Дымовую струйку (полоску) получали посредством сгорания трансформаторного или турбинного масла, подаваемого на электрически нагреваемую нихромовую проволоку, установленную заподлицо с обтекаемой поверхностью. Краска (чернила) в поток жидкости в гидродинамическом лотке подавалась через отверстия на обтекаемой поверхности пластины и полусферического углубления и тонкие трубочки, которые можно было перемещать по толщине пограничного слоя или вихревого движения внутри лунки. Косметическая пудра (сажа) наносилась тонким слоем на поверхность пластины и углублений либо насыпалась внутрь углублений, и по местам ее вымывания (скопления) регистрировались зоны ускоренных (заторможенных) скоростных потоков в исследуемых структурах обтекания. Смываемые тонкие покрытия из подсыхшего сгущенного молока наносились на поверхность пластины перед полусферическим углублением и позади него. В зонах повышения касательных напряжений слой сгущенного молока смывался потоком воды более быстро, что указывало на области ускорения и торможения пристеночной части пограничного слоя. Поднявшаяся от обтекаемой поверхности и конвектирующая вниз по потоку пелена взвешенных частиц сгущенного молока показывала масштаб и стру-

ктуру вихрей в пограничном слое и внутри полусферического углубления.

Результаты визуальных исследований регистрировались кино- и фотоаппаратурой с последующей распечаткой снимков и просмотром видеопленок. Наиболее информативные кадры или пленки в целом оцифровывались и вводились в персональный компьютер, где проводилась их обработка и анализ данных по специально разработанным программам и методикам, а также в соответствии с общепринятыми методами определения скорости движения меченых частиц при компьютерной обработке видеоизображений [38, 39]. Видеоматериал, снятый цифровыми видеокамерами и фотоаппаратами, в соответствии со штатным программным обеспечением и оборудованием подавался непосредственно на персональные компьютеры, в частности, на специально созданную графическую станцию повышенного быстродействия и разрешающей способности, где обрабатывался и анализировался.

В ходе экспериментов сначала проводились визуальные исследования, которые давали возможность определить характерные особенности вихревого движения внутри углублений и над окружающей их пластиной. В этих характерных областях осуществлялось планирование экспериментов, а затем проводились инструментальные измерения. В результате были получены количественные данные о кинематических и динамических характеристиках вихревых потоков, а также измерены спектральные и пространственно-временные зависимости полей скоростей и давлений [40].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Результаты численного моделирования показали, что при ламинарном режиме обтекания внутри сферической лунки формируется циркуляционное течение, которое не выбрасывается наружу в пограничный слой, а ведет себя как автономное внутреннее вихревое течение. Картина ламинарного обтекания полусферической лунки при числе Рейнольдса по диаметру лунки до 30000 качественно подобна течению возле полуцилиндрической канавки [41] только в продольной плоскости симметрии. Вне ее влияние трехмерности качественно изменяет все параметры потока. Скорости движения в лунке существенно меньше скорости основного потока (рис. 5). В основном потоке над лункой скорость увеличивается, давление понижается, а пограничный слой на обтекаемой поверхности за лункой утолщается, аналогично течению

в окрестности полуцилиндрической канавки [41]. Внутри лунки формируются две циркуляционные зоны по бокам от продольной плоскости симметрии, между которыми практически нет обмена жидкостью (рис. 6), а нормальные составляющие завихренности имеют разные знаки. Трехмерные траектории меченных частиц выявляют в лунке вихревое течение, напоминающее вихревой жгут с сильно искривленной осью вращения вдоль размаха лунки. В центральной части ось выпучивается вверх, образуя петлю, и доходит до верхнего среза лунки, а по бокам заглубляется симметрично в обе стороны. Таким образом, в центральной части два участка вихревого жгута (стороны петли) расположены практически под прямым углом к поверхности пластины. Это может приводить к возникновению торнадообразных вихрей при неустойчивости (разрыве) жгутобразного вихря в лунке. Кроме того, при более высокой скорости внешнего потока и/или наличии в нем возмущений неустойчивость течения может приводить к преобладанию одной из частей вихревого жгута и периодическим (несимметричным) выбросам жидкости из лунки, что и наблюдается в экспериментах.

Термоанемометрические измерения показали, что в пограничном слое над пластиной возникают области торможения и ускорения набегающего потока, обусловленные действием вихревого движения внутри лунки. Профили осредненной продольной скорости в местоположениях, несколько ниже центра лунки, имеют перегибы. В придонной области скорости потока меняют свой знак, указывая на присутствие возвратного течения вблизи дна углубления, зарождающегося при ударе о заднюю стенку лунки пограничного слоя, оторвавшегося с ее переднего края. При перемещении возвратного течения к передней стенке лунки происходит объединение его со слоем смещения, образуемого при отрыве пограничного слоя с ее передней кромки. Таким образом, в углублении формируется циркуляционное течение, которое порождает крупномасштабный вихрь. С приближением к кормовой стенке лунки возрастают как осредненные, так и пульсационные составляющие скорости.

Для турбулентного режима обтекания с числом Рейнольдса  $Re_d = 40000$  распределение осредненных скоростей отчетливо указывает на наличие внутри сферической лунки с заглублением 0.26 большой циркуляционной области, занимающей (в среднем по времени) почти 90 % объема углубления. Ядро реверсного течения располагается несколько ниже по потоку от центра лунки, а точка присоединения потока – на подветренной стороне лунки (ее позиция практически не зависит от

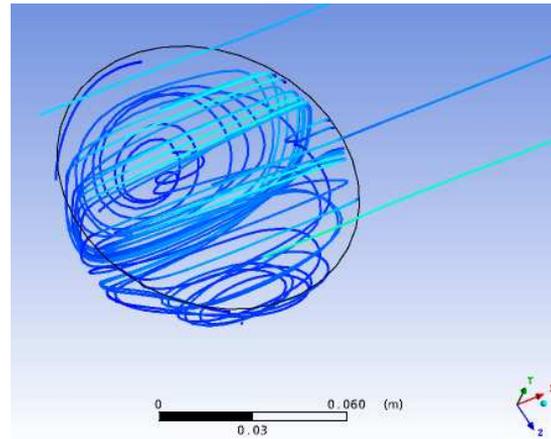


Рис. 6. Линии тока в полусферической лунке при ламинарном режиме обтекания

числа Рейнольдса, как установлено при численном моделировании вихревого движения внутри сферической лунки и вблизи нее в пределах исследуемых параметров).

Распределения поля давлений внутри мелкой  $h/d=0.13$  и глубокой  $h/d=0.26$  сферических лунок и их окрестностей на обтекаемой плоской поверхности представлены на рис. 7, где в увеличенном масштабе показаны характерные области зарождения и выброса вихревых систем. Расчет проведен для уединенной лунки при  $Re_d = 40000$ . Видно, что в мелкой лунке формируется симметричная вихревая система, имеющая свои истоки на противоположных боковых стенках, а ее выброс происходит вдоль продольной оси лунки. На кормовой стенке регистрируются области повышенного давления, а в области отрыва пограничного слоя с передней кромки и позади области выброса вихревой системы (особенно в ее ближнем следе) – области пониженного давления. Для глубокой лунки поле осредненных давлений асимметрично, что коррелирует с полями скоростей для турбулентного режима обтекания [42, 43]. Максимальные уровни давлений отмечаются в области ударного взаимодействия вихревого течения с кормовой стенкой в зоне выброса вихрей, а минимальные – в ближнем следе лунки под зоной выброса асимметричных торнадообразных вихрей. Кроме того, пониженное давление на обтекаемой поверхности сферической лунки наблюдается под источниками вихревых структур (см. рис. 7, в и г с увеличенным масштабом).

Наиболее интересное физическое явление в исследуемой системе – наличие автоколебаний. В экспериментах с полусферическим заглублением

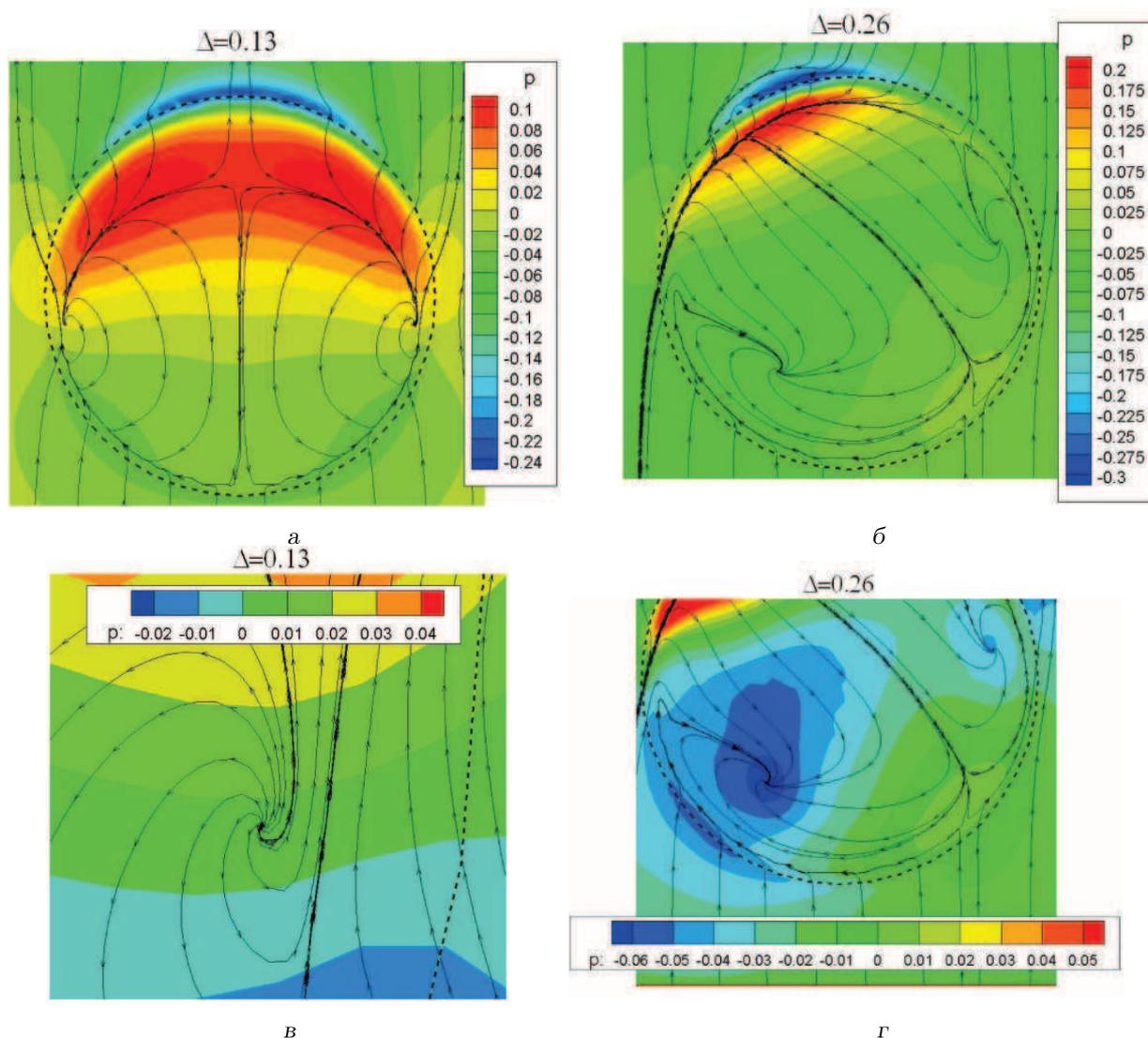


Рис. 7. Поле давлений внутри мелкой (а и в) и глубокой (б и г) сферических лунок и вблизи их на обтекаемой плоской поверхности  $Re_d = 40000$

(как и в работе [44] для глубокой лунки с отношением глубины к диаметру порядка 0.26) наблюдались поперечные осцилляции течения внутри лунки, имеющие низкочастотную и высокочастотную составляющие. Так, для скорости потока в гидродинамическом канале 0.4 м/с ( $Re_d = 40000$ ) визуально регистрировались низкочастотные поперечные колебания внутри лунки с частотой порядка 0.07 Гц, которым соответствует число Струхала  $St = fd/U_\infty = 0.017$ . Для этого процесса на временном отрезке до 6 с внутри полусферической лунки формируются вихревые системы в виде диагональных вихревых структур, исток которых находится на боковой стенке ближе к придонной передней части, а сток – на противоположной бо-

ковой стенке вблизи кормового края углубления. Периодически эта вихревая структура выбрасывается наружу из полусферической лунки в виде торнадоподобного вихря с частотой около 4 Гц ( $St \approx 1.0$ ). Спустя  $t \approx 6$  с происходит очень интенсивный выброс крупномасштабного торнадообразного вихря с этого же края углубления, а затем на протяжении порядка 1.5 с отмечается неинтенсивный выброс симметричных вихревых систем в продольном осевом сечении лунки. После этого в течение  $t \approx 6$  с вновь формируется диагональная вихревая система, но уже на противоположных стенках, так что выбросы торнадообразных вихрей отмечаются с другой кормовой стороны лунки. На следующем цикле процесс повторяется. Таким образом,

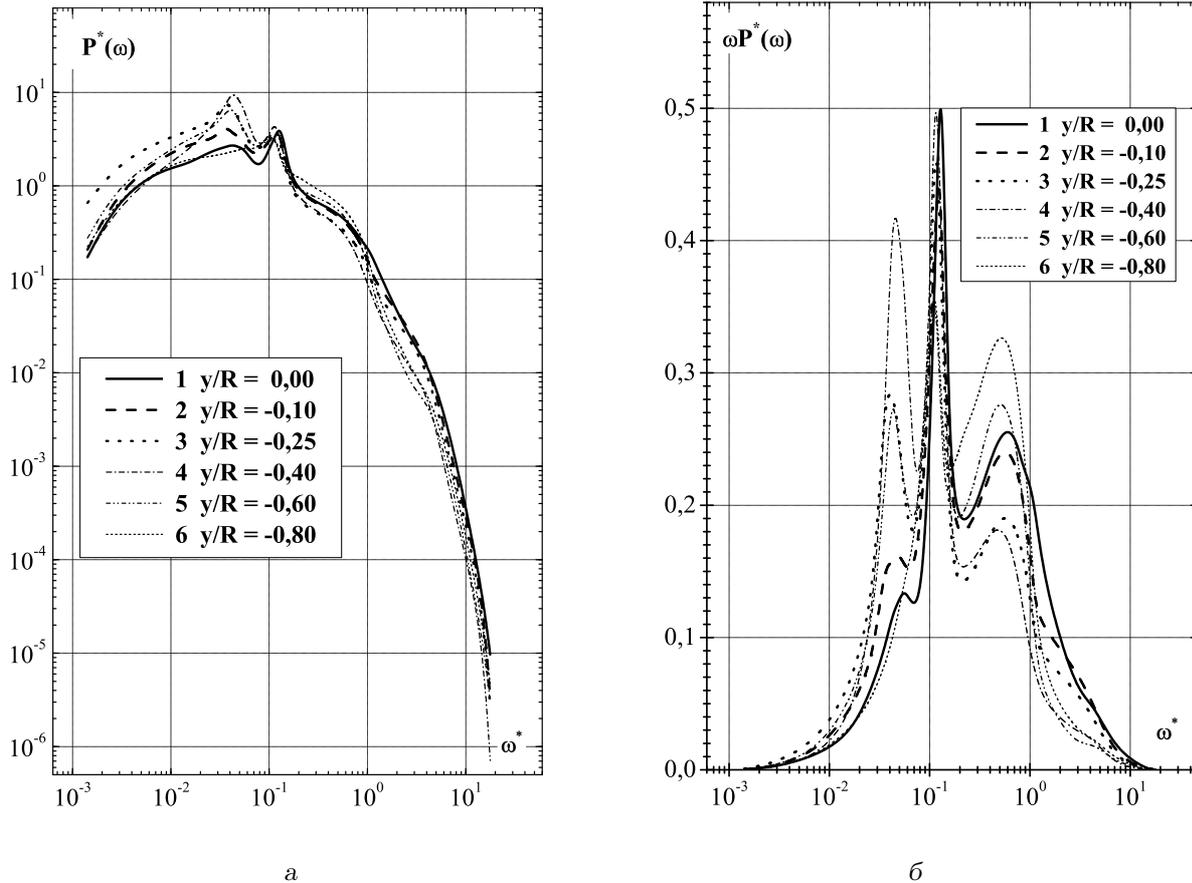


Рис. 8. Спектральная плотность мощности пульсаций продольной скорости и ее первый момент в центре полусферической лунки

частота выбросов интенсивных вихрей составляет порядка 0.14 Гц, что соответствует  $St \approx 0.035$ .

Таким образом, для исследуемого режима обтекания ( $Re_d = 40000$ ) низкочастотные осцилляции обуславливаются аperiodическими выбросами под углом порядка  $45^\circ$  относительно направления потока. Режим течения аналогичен тому, который соответствует автоколебательному режиму, названному в работе [45] переключательным. В экспериментах Терехова и др. [44] для сопоставимых чисел Рейнольдса по диаметру углубления регистрировались осцилляции с частотой от 0.05 до 0.2 Гц. Чтобы подтвердить эти наблюдения, в работе [42] были проведены статистические расчеты распределения продольной составляющей скорости позади лунки вдоль ее боковых стенок. Обнаружено, что для  $Re_d = 40000$  пик в частотном спектре находится на частоте 0.48 Гц в одной измерительной точке и 0.23 Гц – в симметричной. Для  $Re_d = 20000$  соответствующие пики для обеих точек зарегистрированы при 0.23 Гц. Анализ пове-

дения траекторий меченных частиц, а также частотных зависимостей полей скоростей и давлений указывает на наличие периодических выбросов вблизи кормовой стенки лунки. Кроме того, различие между частотами в двух точках, симметричных относительно продольной оси лунки ( $Re_d = 40000$ ), отчетливо показывает, что осцилляции потока асимметричны в поперечном направлении.

Спектральные плотности мощности пульсаций скорости в частотном и волновом представлениях перед лункой имеют монотонно изменяющийся характер, что соответствует данным, приведенным в специальной литературе. С приближением к обтекаемой поверхности пластины спектры наполняются высокочастотными или высоковолновыми компонентами за счет убывания низкочастотных или низковолновых пульсаций скорости [46, 47]. Это согласуется с каскадным характером процесса трансформации энергии от распадающихся крупномасштабных вихревых систем внешней обла-

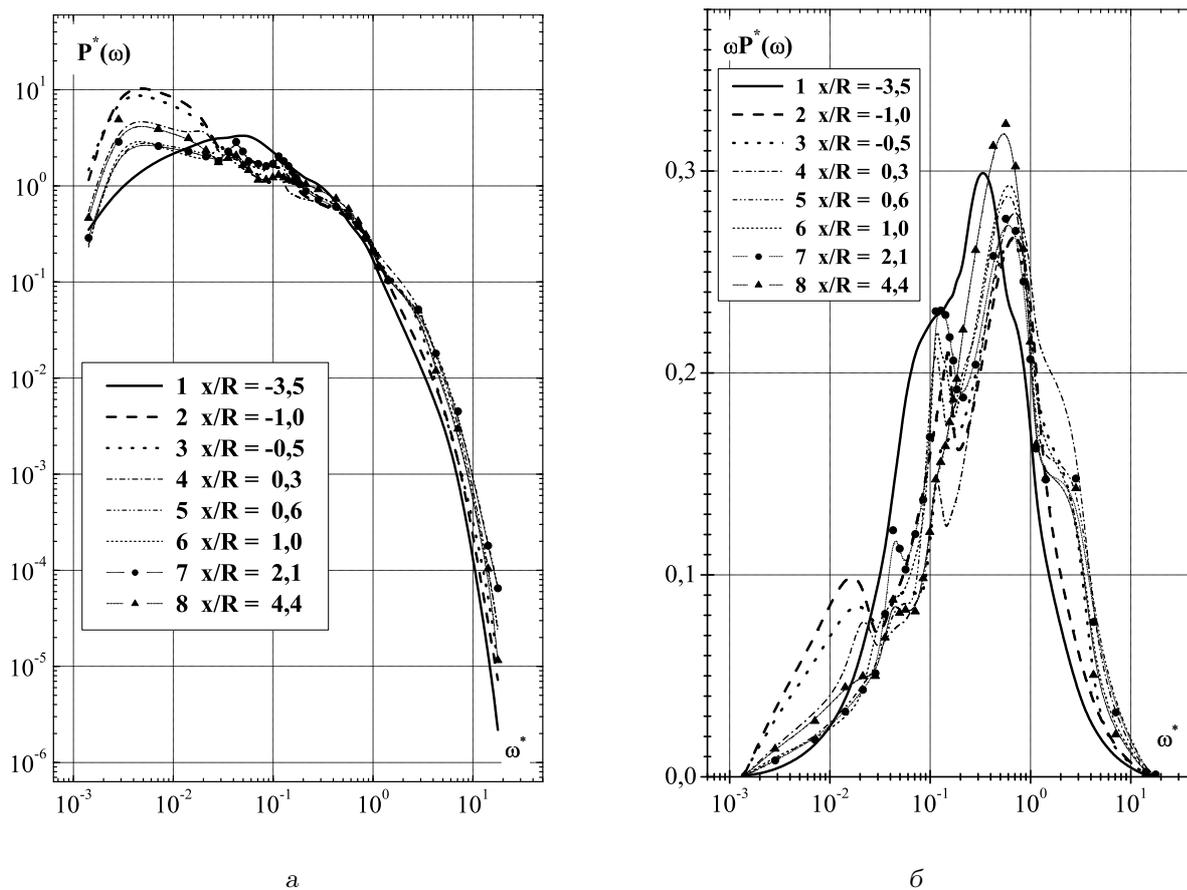


Рис. 9. Спектральная плотность мощности пульсаций продольной скорости и ее первый момент в сечении  $y/R=0.1$  над полусферической лункой и пластиной

сти пограничного слоя к мелкомасштабным вихрям его пристеночной зоны.

На рис. 8 показаны спектральные плотности мощности пульсаций продольной скорости и их первые моменты в срединном сечении лунки по ее глубине для скорости воздушного потока  $U_\infty = 15.5$  м/с. Кривая 1 соответствует измерениям в точке  $y/R=0$ ; кривая 2 –  $y/R=-0.10$ ; кривая 3 –  $y/R=-0.25$ ; кривая 4 –  $y/R=-0.40$ ; кривая 5 –  $y/R=-0.60$  и кривая 6 –  $y/R=-0.80$ . На уровне поверхности пластины ( $y=0$ ) спектральная плотность мощности имеет два подъема на частотах порядка 42 и 82 Гц ( $St=0.06$  и  $0.12$ ), но преобладает второй из них. При удалении вглубь лунки происходит перераспределение энергии из высокочастотной области в низкочастотную и наибольшего уровня спектральные плотности на низких частотах достигают на глубине  $y=-0.25R$ . При приближении к ядру квазустойчивого крупномасштабного вихря внутри лунки высоко- и низкочастотная части спектра

убывают. При этом возрастает спектральная энергия в диапазоне частот, соответствующим дискретным подъемам в спектрах, упомянутым выше. Измерения в придонной области показали отсутствие дискретного подъема на частотах порядка (40...43) Гц или  $\omega^*=(0.05\dots0.06)$ , его рост при (80...85) Гц или  $\omega^*=(0.1\dots0.12)$  и особенно заметное возрастание спектра в диапазоне  $0.2 < \omega^* < 0.8$  ( $140 \text{ Гц} < f < 560 \text{ Гц}$ ). Здесь и далее  $\omega^* = \omega\delta/U_\infty$ .

На рис. 9 показаны изменения спектральных плотностей мощности пульсаций продольной скорости вдоль оси пластины с полусферической лункой на высоте  $y=0.29\delta$  ( $0.1R$ ) над поверхностью пластины при скорости  $U_\infty = 15.5$  м/с. Здесь кривой 1 обозначены результаты для сечения  $x/R=-3.5$ ; кривой 2 –  $x/R=-1.0$ ; кривой 3 –  $x/R=-0.5$ ; кривой 4 –  $x/R=0.3$ ; кривой 5 –  $x/R=0.6$ ; кривой 6 –  $x/R=1.0$ ; кривой 7 –  $x/R=2.1$  и кривой 8 –  $x/R=4.4$ . Характерно, что влияние лунки на пограничный слой не проявляется лишь для одного измеренного сечения по

продольной координате – для  $x/R = -3.5$  (кривая 1). На уровне переднего края лунки отмечается повышение спектральных уровней в области очень низких частот – порядка (2...4) Гц или  $\omega^* = (0.003 \dots 0.005)$ . Такое низкочастотное наполнение спектра наблюдается над всей передней частью лунки. При этом амплитуда низкочастотных пульсаций с удалением от переднего края лунки уменьшается, а высокочастотных – возрастает. Подобное изменение характера спектральных плотностей прослеживается вплоть до кормового края лунки. В области следа над поверхностью пластины вновь регистрируется нарастание низкочастотных и убывание высокочастотных компонент спектра. С продвижением над пластиной от переднего края углубления до его кормовой части увеличиваются спектральные уровни на частоте (80...85) Гц ( $\omega^* = (0.1 \dots 0.12)$ ), соответствующей области дискретного подъема в спектрах внутри лунки. При удалении вниз по потоку на два и более калибров лунки подъем спектральной плотности мощности на этой частоте не наблюдается.

Спектральные плотности мощности пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности полусферического углубления и на плоской пластине вблизи него также имеют явные дискретные пики, которые отвечают характеру вихревого движения над исследуемыми поверхностями. На рис. 10 показаны спектральные зависимости, полученные в гидродинамическом канале при обтекании пластины с локальным углублением потоком со скоростью 0.1 м/с. Кривая 1 отвечает результатам измерений с помощью датчика пульсаций пристеночного давления 3, установленного в центре дна углубления (см. рис. 3). Кривая 2 соответствует измерениям на кормовой стенке лунки (датчик 4). Для выбранного режима обтекания ( $Re_x = 80000$  и  $Re_d = 10000$ ) на дне углубления максимум спектральных уровней пульсаций пристеночного давления наблюдается на частоте порядка 0.05 Гц ( $St = fd/U_\infty \approx 0.05$ ) и ее высших гармониках. На кормовой стенке углубления, о которую ударяется сдвиговый слой, наибольшие пульсации пристеночного давления регистрируются на частотах около 0.16 и 0.4 Гц ( $St = 0.16$  и 0.4).

Как показали наблюдения, при увеличении скорости обтекания характер поведения спектральных зависимостей в общих чертах сохраняется, однако увеличивается количество дискретных пиков, изменяются их амплитуды и соответствующие диапазоны частот. На рис. 11 изображены спектры пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности полусферической лунки для скорости течения воды над пластиной 0.27 м/с. Здесь кри-

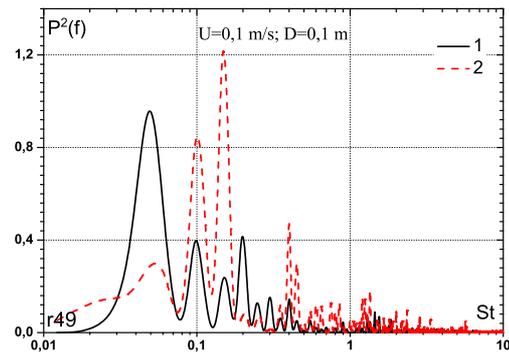


Рис. 10. Спектральные плотности мощности пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности полусферической лунки для скорости потока 0.1 м/с

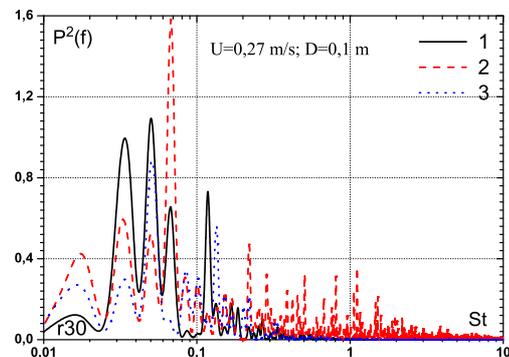


Рис. 11. Спектральные плотности мощности пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности полусферической лунки для скорости потока 0.27 м/с

вая 1 соответствует датчику 3 (на дне углубления), а кривые 2 и 3 – соответственно датчикам 4 и 5, расположенным на кормовой стенке лунки заподлицо с ее обтекаемой поверхностью (см. рис. 3). Дискретные пики спектральных плотностей мощности пульсаций пристеночного давления наблюдаются на частотах порядка 0.09, 0.14, 0.19 и 0.32 Гц (числа Струхалия  $St = 0.033, 0.052, 0.07$  и 0.118) в зависимости от местоположения датчика пульсаций давления на обтекаемой поверхности. Следует отметить, что на дне полусферического углубления преобладают пульсации с частотами, соответствующими числам Струхалия порядка 0.05 и 0.03, их субгармоникам и гармоникам высших поряд-

ков. С нашей точки зрения, пульсации давления в этом диапазоне обусловлены уже упоминавшимся низкочастотным выбросом интенсивного асимметричного торнадоподобного вихря, который наблюдался визуально в полусферическом углублении (например, для скорости потока 0.4 м/с через период времени  $t = 7.5$  с). Эти выбросы, происходящие попеременно с кормовых частей каждой из боковых стенок лунки (под углом порядка  $45^\circ$  относительно направления потока) коррелирует со следовой модой осцилляций, наблюдавшихся в исследованиях [2, 32, 48]. В нижней части кормовой стенки, где установлен датчик пульсаций давления 4, на рис. 10 и 11 наблюдаются наиболее интенсивные пульсации пристеночного давления, осциллирующие более часто, чем в придонной области лунки.

Дискретные пики спектральных уровней пульсаций пристеночного давления, имеющие основную наиболее энергоемкую частотную гармонику, подчиняются законам биспектрального анализа ( $f_3 = f_1 + f_2$ ) и имеют гармоники высших порядков, а также субгармоники, обусловленные нелинейным взаимодействием вихревых структур (источников псевдозвуковых пульсаций) между собой и с обтекаемой поверхностью. Это происходит из-за слияния доминирующих здесь вихревых структур друг с другом (генерация субгармоник) и разрушения их в соответствии с механизмом каскадного процесса трансформации вихрей.

Значительная интенсивность пульсаций пристеночного давления на кормовой стенке, прежде всего, обусловлена ударным взаимодействием набегающего вихревого потока и сформировавшегося над поверхностью углубления сдвигового слоя с его кормовой стенкой. Следует также отметить, что на рис. 11 заметен подъем уровней пульсаций пристеночного давления в области низких частот, которым соответствует число Струхала  $St \approx 0.017$ , а на рис. 10 его нет. Это различие обусловлено тем, что переключательный процесс формирования асимметричных или диагональных торнадоподобных вихрей, о котором упоминалось ранее, наблюдается на очень низких частотах, являющихся модулирующими для всего вихревого движения внутри полусферической лунки. Вследствие этого при сравнительно быстром обтекании в углублении генерируются низкочастотные поперечные колебания, частота которых соответствует числам Струхала порядка 0.017. При малых же скоростях обтекания пластины с локальным углублением (до 0.1 м/с) формирование асимметричных торнадоподобных вихревых систем с боковой стороны лунки под углом к  $45^\circ$  и их пере-

ход на противоположную сторону происходит на весьма длительном временном отрезке. Поэтому в таких режимах за время статистической обработки экспериментальных результатов ( $T = 60$  и  $180$  с) мы не обнаружили периодичности переключения процесса формирования асимметричных вихрей в полусферическом углублении, генерирующего поперечные низкочастотные колебания внутри него, и соответствующую частоту выделить не удалось (см. рис. 10).

Экспериментальные и численные исследования показали, что при приближении к лунке над ней и позади в спектральных плотностях мощности пульсаций скорости и давления в пристеночной области пограничного слоя и в спектрах пульсаций полного давления появляются характерные изменения. Спектр, монотонно изменявшийся перед лункой, наполняется отчетливо видимыми дискретными составляющими, присущими вихревому течению внутри самой лунки. С удалением от лунки вдоль обтекаемой пластины пограничный слой восстанавливается. Внутри углубления в спектральных характеристиках в частотном и волновом представлениях наблюдаются дискретные подъемы на низких и средних частотах (волновых числах). С удалением вглубь лунки высокочастотные (высоковолновые) компоненты спектров убывают. Это говорит о преобладающем влиянии крупномасштабных вихревых структур на поле пульсаций скорости внутри обтекаемого углубления. Так, для скорости воздушного потока 15.5 м/с в спектрах пульсаций продольной и поперечной скорости внутри лунки дискретные подъемы наблюдаются в частотных диапазонах  $0.002 < \omega^* < 0.004$ ,  $0.04 < \omega^* < 0.06$ ,  $0.09 < \omega^* < 0.15$  и  $0.6 < \omega^* < 0.9$ . Низкочастотный диапазон  $\omega^* = (0.002 \dots 0.004)$ , соответствующий (2...3) Гц, обусловлен выбросом вихревых систем из лунки. В некоторых литературных источниках [49, 50] эта частота носит наименование частоты хлопанья сдвигового слоя внутри углубления, модулирующей более высокочастотные колебания пульсационных полей (следовую или сдвиговую моды).

Согласно визуальным исследованиям и модельным представлениям о картине струйно-вихревых структур [11, 44, 51], в обтекаемой полусферической лунке формируется крупномасштабный вихрь, вращающийся в трех взаимно перпендикулярных направлениях и несколько приплюснутый ко дну. На спектральных характеристиках пульсаций скорости в углублении он порождает частоту  $\omega^* = (0.09 \dots 0.15)$  и половинную (или близкую к ней) субгармонику  $\omega^* = (0.04 \dots 0.06)$  для скоро-

сти  $U_\infty = 15.5$  м/с. Колебания пульсационных составляющих вихревого течения в углублениях на основной гармонике и на субгармониках, обусловленных спариванием вихрей, наблюдалось в работах [46, 51, 52]. В [46] утверждается, что ограниченность обтекаемого углубления из-за краевых эффектов инициирует фазу спаривания вихрей, формирующих слой смешения, перед тем, как они достигнут кормовой стенки лунки. Согласно [46, 53], другой причиной появления субгармонических колебаний может быть явление коллективного взаимодействия ряда вихрей сдвигового слоя в углублении и формирование так называемой преобладающей частоты коллективного взаимодействия. В наших измерениях основная гармоника частоты вращения крупномасштабного вихря прослеживается практически по всей глубине лунки, а половинная субгармоника регистрируется в верхней ее части (в слое смешения). Наибольшие уровни пульсаций скорости, соответствующие половинной субгармонике частоты вращения крупномасштабного вихря, наблюдаются на границе взаимодействия вихревых структур слоя смешения и первичного крупномасштабного вихря в лунке. В этой же области вихревого течения внутри полусферической лунки для данного режима обтекания спектральные уровни поля пульсаций скорости на основной гармонике частоты вращения вихря понижаются.

Масштаб квазистойчивого в статистическом смысле вихря, полученный из экспериментально измеренной его окружной скорости и частоты вращения, в срединном сечении полусферической лунки в горизонтальной плоскости составляет примерно 0.8 диаметра, а в вертикальной – около четверти диаметра.

Следует отметить, что числа Струхала, определенные по диаметру лунки и скорости обтекания, для диапазона частот  $\omega^* = (0.04 \dots 0.06)$  составляют  $St = (0.036 \dots 0.054)$  и близки к значениям для следовой моды колебания сдвигового слоя над углублением  $St = (0.054 \dots 0.064)$ , вычисленным в работе [2]. Заметим, однако, что приведенные числа Струхала рассчитаны для углублений, имеющих отношение диаметра лунки к толщине потери импульса пограничного слоя (определенной непосредственно перед лункой) в полтора раза больший, чем в наших измерениях. Согласно данным [32], следовая мода характеризуется частотой зарождения крупномасштабных вихрей при отрыве пограничного слоя с передней кромки углубления и независимостью числа Струхала от числа Маха [2, 32]. В соответствии с данными [2], неустойчивость Кельвина–Гельмгольца в сдвиге

вом слое значительно увеличивается с ростом циркуляционного течения в углублении. Как отмечено в [2, 32], крупномасштабный вихрь, формируемый в сдвиговом слое вблизи переднего края углубления, эжектирует (выбрасывается) из углубления. Он достаточно велик, чтобы вызвать отрыв пограничного слоя перед углублением во время формирования. Затем пограничный слой устремляется внутрь углубления, когда вихрь перемещается вдоль него к кормовой стенке.

При ударе слоя смешения, зарождающегося при отрыве пограничного слоя с передней кромки лунки, в спектрах пульсаций скорости появляется высокочастотный импульс, формирующий частотный диапазон  $\omega^* = (0.6 \dots 0.9)$ , среднему значению которого соответствует число Струхала, определяемое по диаметру лунки и скорости набегающего потока  $St = fd/U_\infty \approx 0.68$ . Для выбранной скорости обтекания пластины с полусферической лункой и  $d/\delta = 5.6$ ,  $Re_\delta = 3.5 \cdot 10^3$  число Струхала 0.68 соответствует первой или основной гармонике автоколебаний сдвигового слоя в лунке [1, 6, 54].

Датчики пульсаций пристеночного давления, установленные в области ударного взаимодействия вихревых структур сдвигового слоя с кормовой стенкой углубления, отчетливо регистрируют резонансные пульсации, соответствующие первой и второй модам автоколебаний сдвигового слоя в лунке (дискретные пики на графиках). Кроме того, поле пульсаций пристеночного давления в области кормовой стенки насыщено периодическими колебаниями, которые соответствуют следовой моде осциллирующий вихревого течения, присущего внутренней структуре потока в углублении. При увеличении скорости обтекания деформированной плоской поверхности спектральные уровни резонансных колебаний, отвечающие следовой и сдвиговой модам, уменьшаются (см. рис. 10 и 11). Исследование придонной области углубления с помощью датчиков пульсаций полного давления также показывает существование здесь значительных пульсаций скоростного напора в следовой моде колебаний вихревого течения.

При возрастании скорости набегающего потока в спектральных зависимостях пульсаций пристеночного давления, особенно в придонной области обтекания полусферического углубления, все более отчетливо проявляется трехмерная мода осциллирующий, которой присуще значение числа Струхала порядка 0.025. Это согласуется с теоретическими и экспериментальными результатами [30, 48, 50, 55]. Анализ линейной устойчивости [50] показывает, что частота осциллирующий, соответствующая числу Струхала  $St = 0.025$ , относится к наиболее

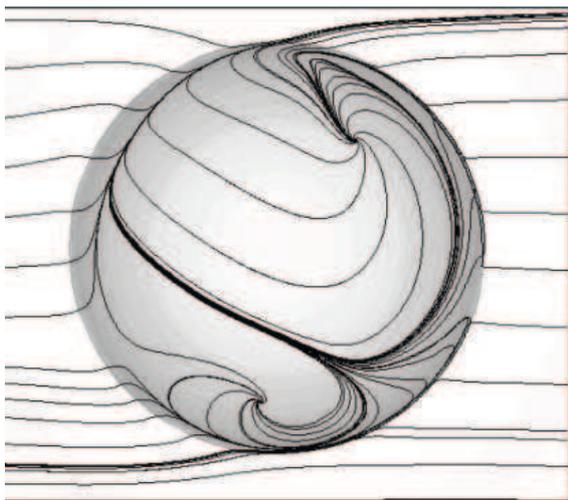


Рис. 12. Асимметричная вихревая структура внутри глубокой сферической лунки, рассчитанная методом URANS

нестабильной трехмерной моде. Когда амплитуда осцилляций сдвигового слоя затухает с увеличением скорости, трехмерная неустойчивость, обусловленная центробежным механизмом, становится преобладающей. Вследствие этого в разных режимах обтекания наблюдается рост и затухание возмущений от различных мод, генерируемых вокруг первоначального крупномасштабного вихря, формируемого внутри углубления [56].

Линии тока, полученные с помощью метода URANS и показанные на рис. 12, показывают наличие асимметричной вихревой структуры, наклоненной под углом приблизительно  $45^\circ$ . В отличие от экспериментальных результатов, рассчитанная асимметричная структура устойчива и регистрируется осредненной по времени в картине течения. Расчет методом LES также показывает формирование асимметричных структур, но все они являются мгновенными. Установлено, что асимметричные структуры различных форм и ориентаций появляются внутри лунки хаотично (рис. 13, а). Для отверстия с отношением глубины к диаметру 0.26 численные результаты [42] подтверждают генерацию асимметричной моновихревой структуры с преобладающим поперечным направлением. Как следует из анализа мгновенных линий тока, поток жидкости направляется из канала внутрь лунки и вращается в пределах циркуляционной зоны. После этого вихревое течение устремляется к краю лунки. Следует, однако, отметить, что течение, осредненное за продолжительный промежуток времени, становится почти симметричным (рис. 13, б).

Полученная с помощью POD анализа структу-

ра, соответствующая второй собственной моде течения, проявляющейся в корме лунки, ведет себя подобно вихрю торнадо, который начинается внутри углубления и простирается в канал. Она может интерпретироваться как торнадообразная струеподобная или так называемая моновихревая структура, аналогичная описанной в работе [11]. Эта структура концентрируется в средней части лунки и вращается вокруг вертикальной оси и переносит жидкость из лунки в канал под углом приблизительно  $45^\circ$  относительно направления потока. Линии тока, располагающиеся внутри лунки и вблизи обтекаемой поверхности пластины, отчетливо показывают характер течения не только внутри углубления, но и в пограничном слое над пластиной. Вихревая структура, отвечающая второй собственной моде течения, постоянно изменяет направление своего вращения. Это приводит к периодическим поперечным пульсациям и выбросам вихревых структур с кормовой стенки, что и наблюдается в экспериментах. Третьей собственной моде течения отвечают две вихревые структуры, которые имеют пространственную форму вихрей торнадо (в отличие от второй собственной моды, они симметричны относительно осевого сечения лунки). Расчеты показывают, что вторая и третья собственные моды течения обладают примерно одинаковой энергией. Эти результаты позволяют предположить, что, скорее всего, основной вклад в энергию пульсаций вносят торнадообразные вихревые структуры, а не поперечные вихри, генерируемые в сдвиговом слое при отрыве пограничного слоя на передней кромке лунки, и циркуляционная область внутри нее [42].

Численное моделирование методом LES [42] показывает наличие осцилляций вихревого потока с некоторыми преобладающими частотами. Этот вывод согласуется с большинством экспериментальных наблюдений. В некоторых измерительных точках внутри лунки эти осцилляции имеют низко- и высокочастотные компоненты, а в других преобладают только низкочастотные пульсации. Низкочастотные осцилляции показывают наличие периодических выбросов вихревого потока в поперечном направлении, регистрируемых в экспериментах. Мгновенные картины полей скоростей и завихренностей, рассчитанные методом LES, показывают явно асимметричный характер относительно плоскости симметрии лунки, что также подтверждается при анализе результатов визуализации вихревого течения в полусферической лунке. Поскольку существует разница между частотами в измерительных точках, располагающихся симметрично относительно этой плоскости, мож-

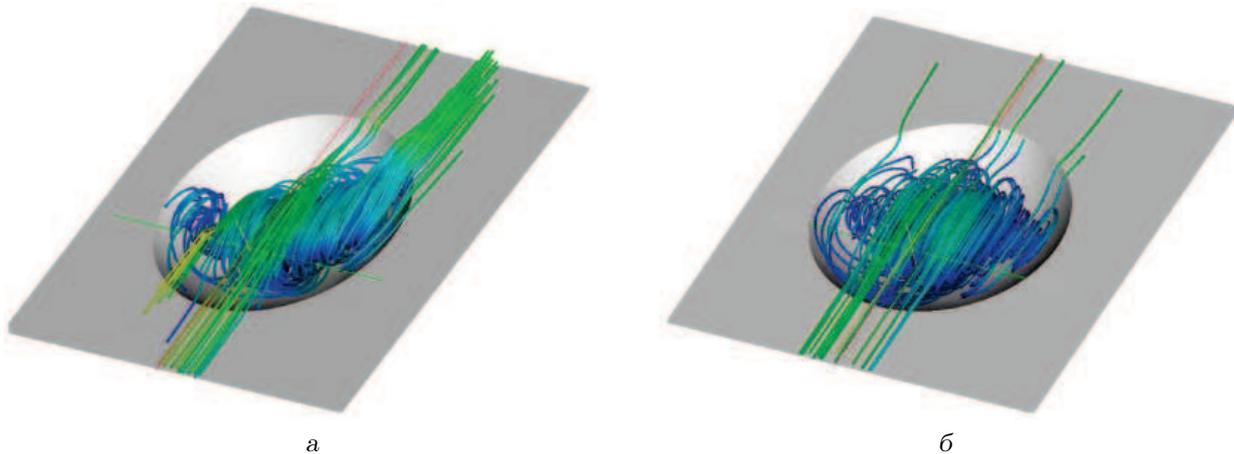


Рис. 13. Мгновенная (а) и осредненная (б) вихревые структуры внутри глубокой сферической лунки, рассчитанные методом LES

но предположить, что эффекты неустойчивости имеют асимметричный характер. Тем не менее, при усреднении течения за продолжительный промежуток времени вихревая картина практически симметрична (см. рис. 13). Это наблюдалось при визуализации потока, обладающего высокой скоростью, например, порядка 0.4 м/с. При просмотре видеоматериалов в реальном масштабе времени структура перемещения красящих веществ в потоке, отражающая вихревое движение внутри лунки, была практически симметричной. После того, как воспроизведение было осуществлено в режиме замедления, стало отчетливо прослеживаться формирование асимметричных вихревых структур в виде диагональных торнадоподобных вихрей, которые подчинялись переключательному (триггерному режиму). Таким образом, на практике глаз наблюдателя осредняет быстро меняющиеся перемещения асимметричных вихрей, и изображение крупномасштабной вихревой структуры внутри полусферической лунки становится подобным приведенному на рис. 13, б. Следовательно, рассчитанные по методу LES данные отличаются от результатов, полученных методом URANS, где асимметрия потока наблюдалась даже при длительном усреднении картин течения. POD анализ указывает на формирование пространственных торнадообразных вихревых структур внутри лунки. Вторая POD мода соответствует моноструктуре, постоянно изменяющей во времени направление своего вращения. Наиболее вероятно, что она ответственна за периодические поперечные пульсации и выбросы с кормовой стенки. Третья мода соответствует двойной структуре, располагающейся симметрично внутри лунки.

Коррелированность пульсаций скорости над обтекаемой поверхностью углубления и пульсаций пристеночного давления на поверхности дает возможность оценить взаимосвязь между полями скоростей и давлений в исследуемом вихревом движении. Данные с датчиков пульсаций скорости, расположенных внутри сдвигового слоя, формируемого при обтекании полусферической лунки, и датчиков пульсаций пристеночного давления на ее кормовой стенке показывают, что вихревые структуры сдвигового слоя переносятся со скоростью порядка 0.48 скорости набегающего потока. Это неплохо согласуется с общепринятым значением скорости переноса вихревых структур в сдвиговом слое над отверстием углубления [52, 57].

Сравнение мгновенных и осредненных во времени картин течения показывает, что при нестационарном обтекании средние параметры течения существенно отличаются от мгновенных как количественно, так и качественно. Мгновенные локальные нагрузки в окрестности углубления могут в несколько раз превышать их средние значения. Вихревое течение внутри углублений и поблизости их являются в большой степени неустойчивыми процессами, что проявляется в нестационарности физических явлений, происходящих в такого класса течениях, а также неоднородности их в пространстве. Поэтому для их исследования используются мгновенные методы представления расчетных и экспериментальных результатов, условные статистические методы, а также коротковременные спектральные характеристики, позволяющие получить спектрограммы случайных процессов. В наших экспериментах было предложено использовать коротковременные взаимные корреляцион-

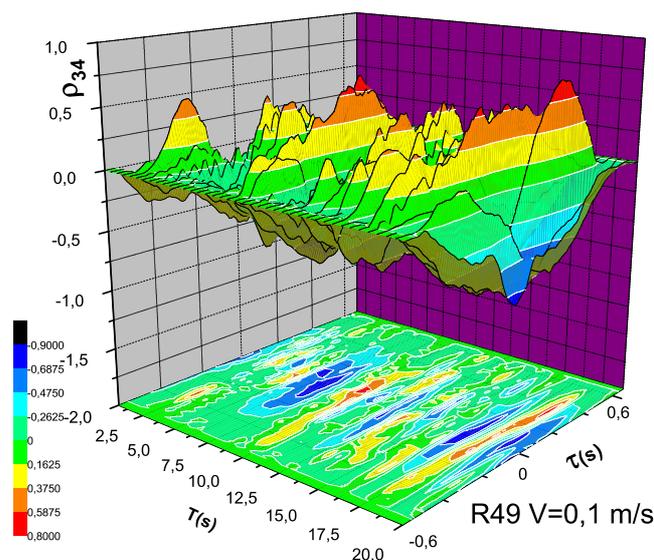


Рис. 14. Коррелограмма пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности лунки для скорости потока 0.1 м/с

ные функции. Это позволило разделить случайный процесс вихревого движения внутри углубления и поблизости него на короткие реализации, проанализировать их в предположении эргодичности на соответствующих временных отрезках и использовать стандартные методы быстрого преобразования Фурье [36]. В результате были получены спектрограммы и коррелограммы, т.е. зависимости изменения во времени спектральных и корреляционных функций, которые используются для анализа статистических характеристик формирования и развития вихревых структур в пространстве и во времени.

Ансамбль коротковременных взаимных корреляций пульсаций пристеночного давления между измерительными точками, находящимися на дне углубления и на его кормовой стенке, показан в аксонометрии на рис. 14. Коэффициенты пространственно-временной корреляции получены для скорости обтекания пластины с полусферическим углублением 0.1 м/с и разделения между датчиками пульсаций пристеночного давления, равного 0.033 м вдоль обтекаемой поверхности лунки. Представленные на этом графике корреляционные зависимости имеют периодические во времени компоненты, что проявляется в “полосатой” структуре, зафиксированной на плоскости частота – время. Эта

периодичность обусловлена физикой отображаемых корреляционными характеристиками особенностей формирования и развития вихревых структур внутри исследуемого трехмерного углубления и связана с наличием для данного режима обтекания объекта следовой и сдвиговой мод резонансных осцилляций внутри лунки. Следует отметить, что через определенные промежутки времени между двумя датчиками наблюдаются перемежаемые явления корреляции и антикорреляции<sup>1</sup>. Изменение во времени максимальных значений коэффициента взаимной корреляции между фиксированными точками на поверхности полусферической лунки дает возможность судить о направлении и скорости переноса давлениеобразующих вихревых структур внутри углубления. Интегральная характеристика функции взаимной корреляции позволила определить групповую конвективную скорость перемещения вихревых структур между исследуемыми измерительными точками. Анализ местоположения максимумов коэффициента пространственно-временной корреляции (см. рис. 14) дает возможность качественно и количественно оценить изменения этой скорости переноса в течение формирования и развития давлениеобразующих вихревых структур.

<sup>1</sup>Коррелированные сигналы находятся в противофазе.

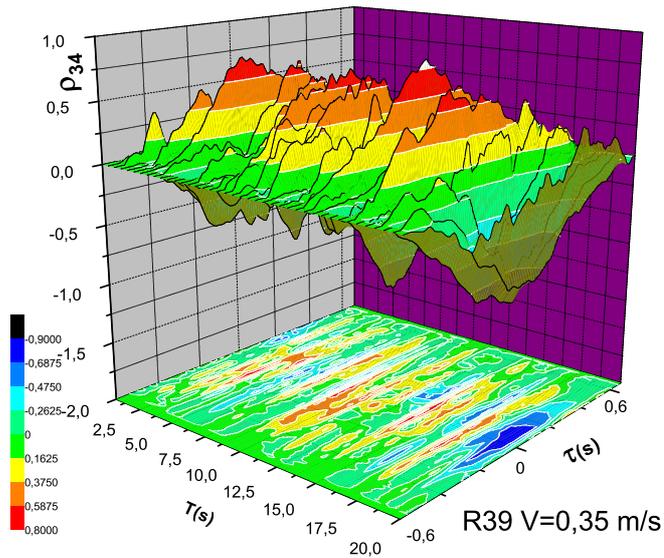


Рис. 15. Коррелограмма пульсаций пристеночного давления на обтекаемой поверхности лунки для скорости потока 0.35 м/с

Изменения во времени коэффициентов взаимной корреляции между датчиками пульсаций пристеночного давления 3 и 4, установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью лунки, для большей скорости обтекания (0.35 м/с) показаны на рис. 15. Как и на рис. 14, здесь также присутствует периодическая повторяемость корреляционных зависимостей. Следует отметить, что при увеличении скорости обтекания период времени между появлением подобных корреляционных зависимостей уменьшился, поскольку коррелированные пульсации пристеночного давления, обусловленные прохождением когерентных вихревых структур над измерительными точками, теперь появляются чаще, чем для гидродинамических режимов с малыми скоростями обтекания. Период появления коррелированных или антикоррелированных сигналов отражает наличие резонансных осцилляций, соответствующих трехмерной, следовой и сдвиговой моде. Это согласуется со статистическими результатами, полученными при большом времени регистрации данных (около 60 с).

Трехмерная коррелограмма изменения коэффициента взаимной корреляции между пульсациями пристеночного давления, измеренными на передней стенке углубления (датчик 2) и кормовой стенке (датчик 4) для скорости обтекания 0.35 м/с,

показана на рис. 16. Характер корреляционных зависимостей и периодичность повторения подобных кривых отражает существование резонансных мод в углублении, обусловленных взаимодействием гидродинамических и гидроакустических явлений в трехмерном вихревом течении внутри полусферической лунки.

В результате проведенных исследований удалось выделить главные составляющие процесса формирования крупномасштабного торнадообразного или смерчеобразного вихря внутри глубокой сферической лунки, обуславливающего интенсивные пульсации полей скоростей и давлений. К ним следует отнести образование трехмерного крупномасштабного вихря внутри лунки; наличие области присоединения отрывного пограничного слоя внутри полости лунки и поступление через эту область жидкости из внешнего потока внутрь углубления; трехмерную закрутку потока жидкости в области фокуса вихревой системы, располагающегося в придонной области лунки, перемещение противоположного конца вихревой структуры к верхней кормовой стенке лунки и выброс его наружу из нее. Эти выводы согласуются с результатами работы [33]. Таким образом, вытекание жидкости из лунки посредством выброса торнадообразного вихря или его верхней части является следствием поступления внутрь углубления

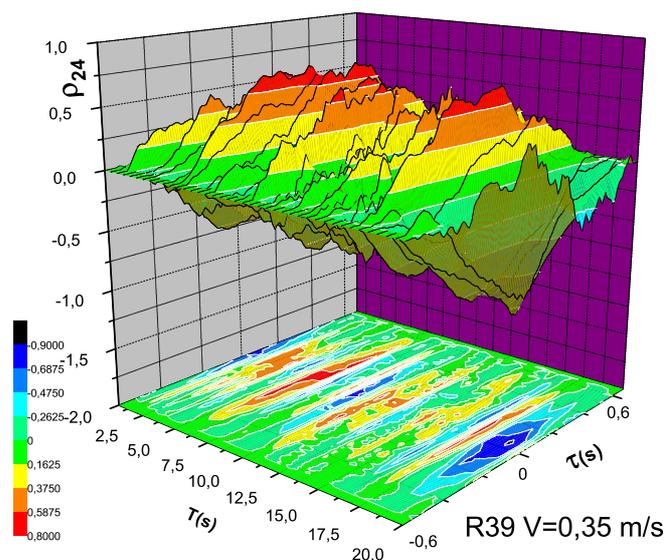


Рис. 16. Изменение во времени коэффициента взаимной корреляции между пульсациями пристеночного давления на передней и кормовой стенках полусферического углубления для скорости потока 0.35 м/с

жидкости при разделении потока в области присоединения слоя смешения и пограничного слоя к поверхности сферической лунки. Периодический выброс вихрей из углубления наблюдается в режиме переключения, а также тогда, когда внутри него появляются автоколебания. При этом высокочастотные колебания генерируются гидродинамической неустойчивостью слоя смешения и оказывают влияние на развитие переключательного режима, частота которого возрастает при уменьшении толщины пограничного слоя [33].

## ВЫВОДЫ

Численное моделирование обтекания единичной сферической лунки на плоской поверхности с помощью модели крупных вихрей и решения осредненных по Рейнольдсу нестационарных уравнений Навье–Стокса при их замыкании с помощью модели переноса сдвиговых напряжений Ментера и модели переноса рейнольдсовых напряжений, а также эксперименты по визуализации потока и измерения полей скоростей и пульсаций пристеночного давления, проведенные в аэродинамической трубе и гидродинамическом канале с полусферической лункой на обтекаемой пластине, дали возможность сделать следующие выводы.

1. Обнаружено, что сферические углубления на поверхности плоской пластины существенно влияют на структуру пограничного слоя, его кинематические и динамические характеристики и на источники псевдозвуковых составляющих гидродинамического шума в виде когерентных вихревых структур, имеющих широкий спектр масштабов и конвектирующих внутри углубления и в его ближнем поле с различными скоростями переноса.
2. Установлено, что при ламинарном режиме обтекания внутри сферической лунки формируется циркуляционное течение, которое не выбрасывается наружу в пограничный слой, а ведет себя как автономное внутреннее вихревое течение. В основном потоке над лункой скорость увеличивается, а давление понижается, пограничный слой над обтекаемой поверхностью за лункой утолщается. Внутри лунки по бокам от продольной плоскости симметрии формируются две циркуляционные зоны, для которых нормальные составляющие завихренности имеют разные знаки, а взаимный обмен жидкостью практически отсутствует. Трехмерные траектории меченых частиц выявляют в углублении вихревое течение, качественно напоминающее вихревой жгут с сильно искривленной осью вращения

вдоль размаха лунки. В центральной части ось выпучивается вверх, образуя петлю, и доходит до верхнего среза лунки, а по бокам заглубляется симметрично в обе стороны. Таким образом, в центральной части два участка вихревого жгута (стороны петли) расположены практически под прямым углом к поверхности пластины. Это приводит к возникновению торнадообразных вихрей при неустойчивости (разрыве) жгутообразного вихря в лунке.

3. Обнаружено, что при турбулентном режиме обтекания в мелкой лунке формируется симметричная вихревая система, имеющая свои истоки на противоположных боковых стенках сферической лунки, причем ее выброс происходит вдоль продольной оси лунки. На кормовой стенке углубления регистрируются области повышенного давления, а в зоне пограничного слоя с передней кромки и позади области выброса вихревой системы (особенно в ближнем следе) наблюдаются области пониженного давления. Для глубокой лунки поле осредненных давлений имеет асимметричный характер, что коррелирует с полями скоростей для турбулентного режима обтекания. Максимальные уровни давлений отмечаются в области ударного взаимодействия вихревого течения с кормовой стенкой в зоне выброса вихрей, а минимальные – в области ближнего следа лунки под зоной выброса асимметричных торнадообразных вихрей. Кроме того, пониженное давление на обтекаемой поверхности сферической лунки возникает под источниками вихревых структур в области их фокусов. Выброс асимметричной торнадоподобной вихревой структуры наблюдается над кормовой стенкой лунки под углом порядка  $45^\circ$  относительно направления потока, а ее источник находится в придонной области противоположной стенки. Эволюция торнадообразных вихрей подчиняется переключательному механизму, что приводит к появлению низкочастотных модулирующих поперечных колебаний вихревого движения внутри лунки, которым соответствует число Струхала  $\sim 0.017$ .
4. Установлено, что в спектральных зависимостях пульсаций продольной и поперечной скорости внутри лунки в частотных диапазонах  $0.002 < \omega^* < 0.004$ ,  $0.04 < \omega^* < 0.06$ ,  $0.09 < \omega^* < 0.15$  и  $0.6 < \omega^* < 0.9$  наблюдаются дискретные подъемы (пики). Они соответствуют частотам вращения крупномасштабного вихря ( $0.09 < \omega^* < 0.15$ ), а также автоколебаний, возникающих при ударном взаимодействии вихревых структур слоя смещения с кормовой стенкой углубления ( $0.6 < \omega^* < 0.9$ ) и отвечающих гидроакустическому резонансу. Частота выбросов вихревых систем из углубления также порождает дискретный подъем в спектральных зависимостях при  $0.002 < \omega^* < 0.004$ . Трехмерность полусферической лунки в области отрыва пограничного слоя приводит к появлению следовой моды колебания вихревого движения в лунке (спектральный пик при  $0.04 < \omega^* < 0.06$ ). Следовая мода осцилляций вихревого движения внутри полусферического углубления и поблизости него обусловлена гидродинамическим резонансом.

5. Обнаружено, что неустойчивость вихревого движения внутри лунки и его выброс наружу в пограничный слой существенно влияют на мгновенные и осредненные характеристики полей пульсаций давления и скорости внутри сферического углубления и в его ближнем поле. Как наглядно проиллюстрировано в ходе численных и экспериментальных исследований, соответствующие мгновенные и осредненные характеристики псевдозвуковых пульсаций давления вихревого движения отличаются друг от друга.
6. Показано, что спектральные зависимости, которые имеют дискретные пики, связанные с формированием и развитием когерентных вихревых структур внутри трехмерного углубления и их выбросом наружу, с удалением от лунки постепенно сглаживаются, принимая в конечном счете монотонный характер, присущий ненарушенному турбулентному пограничному слою над плоской обтекаемой поверхностью. Таким образом, при удалении от полусферической лунки пограничный слой восстанавливается.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке по гранту Совместного конкурса НАН Украины – РФФИ 2008 г. (проект N 2-08а, Гос. рег. N 0108U003264 и проект N 08-08-90400).

1. *Sarohia V.* Experimental investigations of oscillations in flows over shallow cavities // *AIAA J.* – 1977. – 15, N 9. – P. 984–991.

2. Rowley C. W., Colonius T., Basu A. J. On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities // *J. Fluid Mech.*– 2002.– **455**.– P. 315–346.
3. Rockwell D., Knisely C. The organized nature of flow impingement upon a corner // *J. Fluid Mech.*– 1979.– **93**.– P. 413–434.
4. Ashcroft G., Zhang X. Vortical structures over rectangular cavities at low speed // *Phys. Fluids.*– 2005.– **17**, N 1.– P. 5104–1–8.
5. Heller H. H., Delfs J. Cavity pressure oscillations: The generating mechanism visualised // *J. Sound Vib.*– 1996.– **196**, N 2.– P. 248–252.
6. Vakili A., Gauthier C. Control of cavity flow by upstream mass-injection // *J. Aircraft.*– 1994.– **31**, N 1.– P. 169–174.
7. Cattafesta L., Garg S., Kegerise M., Jones G. Experiments on compressible flow-induced cavity resonance // *AIAA Pap.*– 1998.– N 2912.– P. 1–17.
8. McGrath S., Shaw L. Active control of shallow cavity acoustic resonance // *AIAA Pap.*– 1996.– N 1949.– P. 1–13.
9. Stallings R. L., Wilcox F. J. Experimental cavity pressure distribution at supersonic speeds // *NASA Tech. Pap.*– 1987.– N 2683.– P. 1–217.
10. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Пышный И. А., Усачов А. Е. Численный анализ вихревой интенсификации теплообмена в канале с пакетом глубоких сферических лунок на одной из стенок // *Докл. РАН.*– 2002.– **386**, N 5.– С. 621–623.
11. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Митяков А. В., Пышный И. А., Усачов А. Е. Интенсификация смерчевого турбулентного теплообмена в асимметричных лунках на плоской стенке // *Инж.-физ. ж.*– 2003.– **76**, N 2.– С. 31–34.
12. Chyu M. K., Yu Y., Ding H., Downs J. P., Soechting F. O. Concavity enhancement heat transfer in an internal cooling passage // *ASME Pap.* 97-GT-437.– 1997.– N 2683.– P. 1–11.
13. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Корнев Н. В. Численное моделирование смерчевого теплообмена при обтекании поверхностей с лунками (состояние и перспективы) // VI Минский межд. форум по теплообмену.– Минск, Беларусь).– 2008.– С. 1–9.
14. Леонтьев А. И., Олишнев В. В., Дилевская Е. В., Исаев С. А. Существо механизма интенсификации теплообмена на поверхности со сферическими выемками // *Изв. РАН. Энергетика.*– 2002.– N 2.– С. 117–135.
15. Калинин Э. К., Дрейцер Г. А., Кош И. З., Мякочин А. С. Эффективные поверхности теплообмена.– М.: Энергоатомиздат, 1998.– 407 с.
16. Charwat A. F., Roos J. N., Dewey C. F., Hiltz J. A. An investigation of separated flows – Part II. Flow in the cavity and heat transfer // *J. Aerospace Sci.*– 1961.– **28**, N 6.– P. 457–470.
17. Forestier N., Jacquin L., Geffroy P. The mixing layer over a deep cavity at high-subsonic speed // *J. Fluid Mech.*– 2003.– **475**.– P. 101–145.
18. Tracy M. B., Plentovich E. B. Characterisation of cavity flow fields using pressure data obtained in the Langley 0.3-meter transonic cryogenic tunnel // *NASA Tech. Mem.*– 1993.– N 4436.– P. 1–34.
19. Jacquin L., Forestier N., Geffroy P. Small scale production in the coherent structures of a shear flow over an open cavity // *Turbulence and shear flow phenomena.*– Stockholm, Sweden, 2001.– P. 413–418.
20. Roshko A. Some measurements of flow in a rectangular cutout // *NACA Tech. Note.*– 1955.– N 3488.– P. 1–22.
21. Haugen R. L., Dhanak A. M. Momentum transfer in turbulent separated flow past a rectangular cavity // *J. Appl. Mech.*– 1966.– **33**, N 3.– P. 641–646.
22. Jefferies R., Rockwell D. Interactions of a vortex with an oscillating leading-edge // *AIAA J.*– 1996.– **34**, N 11.– P. 2448–2450.
23. Lin J.-C., Rockwell D. Organized oscillations of initially turbulent flow past a cavity // *AIAA J.*– 2001.– **39**, N 6.– P. 1139–1151.
24. Tracy M. B., Plentovich E. B. Cavity unsteady-pressure measurements at subsonic and transonic speeds // *NASA Tech. Pap.*– 1997.– N 3669.– P. 1–78.
25. Rockwell D., Naudascher E. Review – Self-sustaining oscillations of flow past cavities // *J. Fluids Eng.*– 1978.– **100**, N 2.– P. 152–165.
26. Debiasi M., Little J., Caraballo E., Yuan X., Serrani A., Myatt J. H., Samimy M. Influence of stochastic estimation on the control of subsonic cavity flow. – A preliminary study // *AIAA Pap.*– 2006.– N 3492.– P. 1–15.
27. Pereira J. C. F., Sousa J. M. M. Experimental and numerical investigations in a rectangular cavity // *J. Fluids Eng.*– 1995.– **117**, N 1.– P. 68–74.
28. Williams D. R., Cornelius D., Rowley C. W. Closed-loop control of linear supersonic cavity tones // *AIAA Pap.*– 2007.– N 4226.– P. 1–7.
29. Grace S. M. An overview of computational aeroacoustic techniques applied to cavity noise prediction // *AIAA Pap.*– 2001.– N 510.– P. 1–14.
30. Ahuja K., Mendoza J. Effects of cavity dimensions, boundary layer, and temperature on cavity noise with emphasis on benchmark data to validate computational aeroacoustic codes // *NASA CR.*– 1995.– N 4653.– P. 1–284.
31. Rubio G., De Roeck W., Baelmans M., Desmet W. Numerical study of noise generation mechanisms in rectangular cavities // *Europ. Colloquium 467: Turb. Flow and Noise Generat.*– Marseille, France.– 2005.– P. 1–4.
32. Gharib M., Roshko A. The effect of flow oscillations on cavity drag // *J. Fluid Mech.*– 1987.– **177**.– P. 501–530.
33. Терехов В. И., Калинина С. В. Структура течения и теплообмен при обтекании единичной сферической каверны. Состояние вопроса и проблемы (Обзор) // *Теплофиз. аэромех.*– 2002.– **9**, N 4.– С. 497–521.
34. Kiknadze G. I., Gachechiladze I. A., Oleinikov V. G., Alekseev V. V. Mechanisms of the self-organization of tornado-like jets flowing past three-dimensional concave reliefs // *Heat Transfer Resch.*– 2006.– **37**, N 6.– P. 467–494.
35. Исаев С. А., Баранов П. А., Кудрявцев Н. А., Судаков А. Г., Усачов А. Е., Харченко В. Б. 10-летний опыт развития многоблочных вычислительных технологий в пакете VP2/3 применительно к решению задач аэрогидромеханики и теплообмена // Актуальные аспекты фізико-механічних досліджень. Механіка.– К.: Наукова думка, 2007.– С. 116–134.
36. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.– М.: Мир, 1974.– 464 с.
37. Matz G. Uncertainty and concentration inequalities for nonstationary random processes and time-frequency energy spectra // *Proc. 36-th Asilomar Conf. Signals, Systems and Computing.*– Pacific Grove, CA, 2002.– P. 1–5.

38. Воскобойник А. В., Воскобойник В. А. Источники резонансных мод осцилляций внутри обтекаемой полусферической лунки // Акуст. вісн.– 2007.– **10**, N 4.– С. 36–46.
39. Турик В. Н., Бабенко В. В., Воскобойник В. А., Воскобойник А. В. Вихревое движение в полусферической лунке на поверхности обтекаемой пластины // Вісн. НТУУ “КПІ”. Машинобудування.– 2006.– **48**.– С. 79–85.
40. Воскобойник А. В., Воскобойник В. А. Напівсферичне заглиблення – генератор вихорів на плоскій обтічній поверхні // Проблеми водопостачання, водовідведення та гідравліки.– 2007.– **8**.– С. 151–161.
41. Розумнюк Н. В. Мгновенные и осредненные характеристики вязкого потока около прямоугольной каверны // Прикл. гідромех.– 2007.– **9**, N 4.– С. 49–58.
42. Turnow J., Kornev N., Isaev S., Hassel E. Vortex-jet mechanism of heat transfer enhancement in a channel with spherical and oval dimples // Int. Conf. on Jets, Wakes and Separated Flows, ICJWSF-2008.– Technical University of Berlin, Germany, 2008.– P. 1–11.
43. Управление обтеканием тел с вихревыми ячейками в приложении к летательным аппаратам интегральной компоновки / Под ред. А. В. Ермишина, С. А. Исаева.– М.-СПб., 2001.– 360 с.
44. Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М. Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // Сиб. физ.-тех. ж.– 1992.– Вып. 1.– С. 77–85.
45. Hiwada M., Kawamura T., Mabuchi J., Kumada M. Some characteristics of flow pattern and heat transfer past a circular cylindrical cavity // JSME.– 1983.– **26** (220).– P. 1744–1753.
46. Gloerfelt X., Bogey C., Bailly C. LES of the noise radiated by a flow over a rectangular cavity // Int. Workshop on LES for Acoustic.– Gottingen, Germany, 2002.– P. 1–12.
47. Samimy M., Debiasi M., Caraballo E., Serrani A., Yuan X., Little J., Myatt J. H. Feedback control of subsonic cavity flows using reduced-order models // J. Fluid Mech.– 2007.– **579**.– P. 315–346.
48. Bres G. A., Colonius T. Three-dimensional instabilities in compressible flow over open cavities // J. Fluid Mech.– 2008.– **599**.– P. 309–339.
49. Исаев С. А., Леонтьев А. И., Баранов П. А., Усачов А. Е. Бифуркация вихревого турбулентного течения и интенсификация теплообмена в лунке // Докл. РАН. Энергетика.– 2000.– **373**, N 5.– С. 615–617.
50. Bres G. A., Colonius T. Direct numerical simulations of three-dimensional cavity flows // AIAA Pap.– 2007.– N 3405.– P. 1–16.
51. Халатов А. А., Коваленко Г. В., Терехов В. И. Режимы течения в единичном углублении, имеющем форму сферического сегмента // VI минский межд. форум по теплообмену.– Минск, Беларусь, 2008.– С. 1–10.
52. Debiasi M., Samimy M. An experimental study of the cavity flow for closed-loop flow control // AIAA Pap.– 2003.– N 4003.– P. 1–13.
53. Rockwell D., Lin J.-C., Oshkai P., Reiss M., Pollack M. Shallow cavity flow tone experiments onset of locked-on states // J. Fluids Struct.– 2003.– **17**.– P. 381–414.
54. Howe M. S. Low Strouhal number instabilities of flow over apertures and wall cavities // JASA.– 1997.– **102**, N 2.– P. 772–780.
55. Faure T. M., Adrianos P., Lusseyran F., Pastur L. Visualizations of the flow inside an open cavity at medium range Reynolds numbers // Exp. Fluids.– 2007.– **42**.– P. 169–184.
56. Larcheveque L., Sagaut P., Labbe O. Large-eddy simulation of a subsonic cavity flow including asymmetric three-dimensional effects // J. Fluid Mech.– 2007.– **577**.– P. 105–126.
57. Rockwell D. Vortex-body interactions // Ann. Rev. Fluid Mech.– 1998.– **30**.– P. 199–229.