

## ПСЕВДОЗВУКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ШУМА НА ОБТЕКАЕМОЙ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ С ПОЛУСФЕРИЧЕСКОЙ ЛУНКОЙ

**А. В. ВОСКОБОЙНИК, В. А. ВОСКОБОЙНИК**

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, Украина*

In the report results of experimental researches on studying of a local hemispherical dimple influence, which is formed on hydraulic smooth flat plate, on sources of pseudo-sound fluctuations, structure of a turbulent boundary layer both its kinematical and spectral characteristics are resulted. The measurements which have been carried out with the help hot-wires have shown, that inside dimple a three-dimensional vortical systems of various scales which are periodically break up in a boundary layer are formed. In the spectral dependences of velocity fluctuations which are measured inside a hemispherical cavity and near it, occurrence of discrete peaks is revealed. These local rises of frequency levels correspond to rotation frequency of a large-scale vortex inside dimple and frequency of its break up outside in a boundary layer. Besides discrete peaks in spectral dependences answer to a wake mode of fluctuations and second shear mode Rossiter of self-sustained oscillations inside cavity. With distance from dimple interaction of a boundary layer and the power-intensive pseudo-sound sources of flow noise which are generated by vortical motion inside dimple, weakens and turbulent boundary a layer is restored.

### ВВЕДЕНИЕ

Наличие углублений на обтекаемой поверхности конструктивного или случайного происхождения обуславливает появление значительных уровней акустических и псевдозвуковых осцилляций в пограничном слое и в окружающей среде. Генерируя гидродинамический шум, эти осцилляции, обусловленные формированием и развитием вихревых структур, значительно снижают эффективность работы гидроакустических систем, вызывают вибрации обтекаемой поверхности и существенно ухудшают экологическую обстановку. Из большого количества экспериментальных, теоретических и численных исследований, которые проведены на протяжении нескольких десятков лет, установлена довольно отчетливая картина вихревого течения внутри углубления. Отмечается, что она зависит от большого числа параметров, включающих скорость обтекания, толщину пограничного слоя, уровень турбулентности потока, а также от основных геометрических характеристик углубления, таких, например, как отношение длины углубления к его толщине. Характерной особенностью течения над локальным углублением является сдвиговый слой, который формируется при отрыве набегающего потока с верхнего края углубления, в результате нарушения геометрической непрерывности обтекаемой поверхности. Многочисленные исследования показали [1-3], что отчетливо видимые когерентные вихри периодически сходят с переднего края локального углубления. Эти вихри переносятся вниз по потоку внутри сдвигового слоя, который перекрывает открытое пространство углубления. На основе этого Розитэ [2] предложил следующую модель, которую он считает ответственной за генерацию колебательных тонов внутри углубления. Вихри, периодически сходящие с верхнего по потоку края углубления, конвектируют вниз по потоку внутри сдвигового слоя до тех пор, пока они не достигнут кормовой стенки углубления. При взаимодействии сдвигового слоя с кормовой стенкой генерируются акустические волны. Эти акустические волны распространяются внутри углубления. При достижении верхнего края углубления акустические волны вынуждают отрываться сдвиговый слой и порождают новые вихри.

Таким образом, вихри и акустические возмущения формируют петлю обратной связи. Предполагая, что временные интервалы образования различных звеньев петли обратной связи должны быть синхронизированы, Розитэ предложил следующую полуэмпирическую формулу для тоновых частот:

$$fL/U_{\infty} = (n - \gamma)/(M + 1/k) \quad (1)$$

где  $f$  - частота тонов,  $L$  - длина углубления,  $U_{\infty}$  - скорость набегающего потока,  $n$  - целое число,  $\gamma$  - коэффициент, учитывающий время задержки между переносом вихря и прохождением акустического импульса до переднего по потоку края углубления,  $M$  - число Маха,  $k$  - отношение конвективной скорости вихрей к скорости набегающего потока. Розитэ предложил, что наилучшими оценками эмпирических констант являются  $\gamma=0.25$  и  $1/k=1.75$ .

Теперь хорошо известно [4], что шум углубления является результатом механизма обратной связи, который простирается через открытое отверстие углубления, и содержит связь между волной давления и возбуждаемыми возмущениями течения на переднем краю углубления. Результирующая волновая структура внутри углубления 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 звукового давления, излучаемого углублением, уменьшаются. Спектры гидродинамического шума, порождаемого наличием углубления на обтекаемой поверхности, содержат как широкополосные частотные или волновые компоненты, так и тональные компоненты [5]. Последние обусловлены двумя механизмами, а именно, механизмом следовой моды, который возникает при периодическом схождении вихревых структур с переднего края углубления и механизмом сдвиговой моды, который возникает в результате процесса обратной связи между гидродинамикой течения и акустическим полем. В работе [4] установлено, что вторая и третья сдвиговые моды Розитэ резонансных колебаний в углублении являются преобладающими тонами в спектрах гидродинамического шума.

Цель работы - экспериментальное исследование формирования и развития вихревых структур, являющихся псевдозвуковыми источниками гидродинамического шума, внутри локального трехмерного углубления в виде полусферической лунки, а также изучение влияния этого углубления на кинематические и спектральные характеристики пограничного слоя над обтекаемой поверхностью.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование вихревого движения в трехмерном углублении в виде полусферы радиусом  $R=0,01$  м, сделанном на поверхности плоской пластины, проведено на аэродинамическом стенде. Основой стенда являлась аэродинамическая труба открытого типа диаметром  $0,1$  м, работающая на всасывание воздуха из лабораторного помещения. Перед измерительным участком, где монтировалась пластина с углублением, размещался входной участок длиной почти  $0,4$  м и диаметром  $0,1$  м. Он заканчивался воздухозаборником длиной около  $0,1$  м, спрофилированного по закону лемнискаты, обеспечивающим безотрывный вход воздушного потока в аэродинамическую трубу с достаточно равномерным профилем скорости и давления. Гидравлически гладкая пластина с углублением размером  $(0,65 \times 0,1)$  м<sup>2</sup> монтировалась в осевом сечении прозрачного измерительного участка аэродинамической трубы вдоль ее продольной оси.

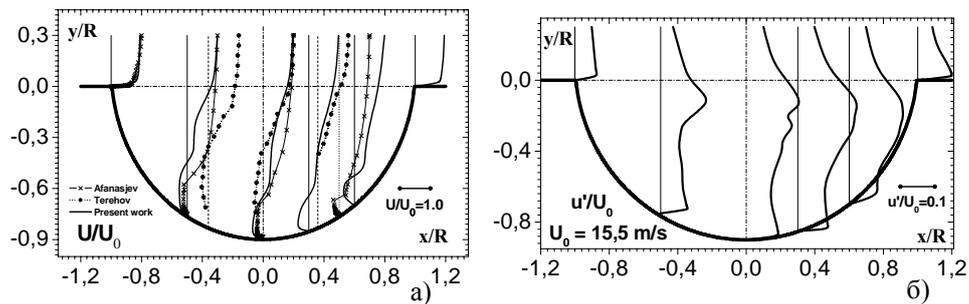


Рис. 1

Центр полусферического углубления размещался на расстоянии 0,5 м от переднего края пластины. Развитие пограничного слоя вдоль исследуемой пластины было естественным, без использования турбулизаторов в носовой части пластины.

На верхней поверхности прозрачного измерительного участка аэродинамической трубы, в специально сделанном отверстии, устанавливалось координатное устройство, в котором, через соответствующие державки и узлы креплений, фиксировались проволочные термоанемометрические датчики фирмы Disa. Координатное устройство, герметически соединенное с внутренней поверхностью трубы, оборудованное микрометрическими головками, обеспечивало линейное перемещение термоанемометрических датчиков с точностью до 0,01 мм. В исследованиях использовались однопроволочные термоанемометрические датчики с соотношением длины проволочки к ее толщине близким к 200. Электрические сигналы с проволочных датчиков поступали на комплект термоанемометрической аппаратуры фирмы Disa, работающей в режиме постоянной температуры. Калибровка и тарировка термоанемометрических датчиков и контрольно-измерительной аппаратуры была проведена как абсолютным, так и относительным методами.

Измерения проводились для скорости потока от 3 м/с до 16 м/с и степени его турбулентности, не превышающем 3 %. Программа и методика исследований позволила проводить статистический анализ полученных данных, с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье, которые регистрировались не менее минуты во время одного измерения. Погрешность измерений осредненных характеристик поля скорости не превышала 10 %, для доверительного интервала 0,95, а спектральных зависимостей – около 2 дБ в частотном диапазоне от 2 Гц до 12500 Гц.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для исследования структуры потока вблизи и в полусферическом углублении на плоской пластине был использован дымовой метод визуализации. Визуализационные исследования были проведены в диапазоне чисел Рейнольдса  $Re_x = U_0 x / \nu = (0,9 \div 1,4) \cdot 10^5$ , где  $U_0$  – скорость потока,  $x$  – расстояние от переднего края пластины до центра углубления,  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости. Из полученных результатов установлено, что дым внутри лунки движется в трех взаимно перпендикулярных плоскостях и периодически выбрасывается наружу. Анализ данных визуализации с использованием компьютерной техники позволил получить характерные размеры вихревых систем, их местоположение и частоту выброса крупномасштабной вихревой структуры из углубления. Для малой скорости потока дым в лунку заходил по очереди, то с одной стороны, то с другой, а его выброс также по очереди наблюдался с противоположных сторон лунки. При увеличении скорости движение дыма в лунке приобретает более устойчивый характер, по форме,

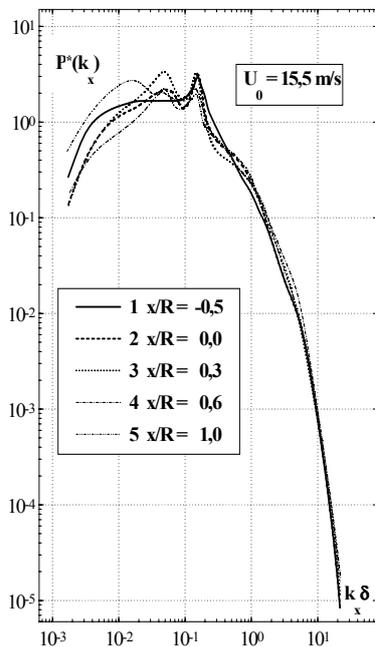


Рис. 2

передней кромки углубления, к кормовой стенке. В придонной части лунки появляется обратное течение, которое зарождается в зоне взаимодействия слоя смешения с кормовой стенкой лунки. Это вытекает из анализа полученных профилей продольной осредненной и пульсационной скорости в лунке (рис. 1), и профилей осредненной скорости, полученными для схожих режимов обтекания другими авторами [6, 7]. Над углублением наблюдаются области уменьшения и увеличения средней скорости с ускорением потока вблизи кормового края углубления. В передней части лунки и над ее кормовой стенкой на уровне плоскости пластины ( $y=0$ ) имеет место торможение потока, а в сечении  $x/R=0,25$  средняя продольная скорость в пограничном слое достигает максимального значения. Внутри углубления наблюдается уменьшение значений осредненной скорости, а также изменение направления вектора скорости. Исследования показали, что внутри лунки существует квазистойчивая (в статистическом понимании) крупномасштабная вихревая структура.

Перед лункой спектральная плотность мощности пульсаций продольной скорости, как в частотном, так и в волновом представлении, имеет монотонно изменяющийся характер. При приближении к поверхности обтекаемой пластины, где формирующими являются вязкие силы, спектры наполняются высокочастотными или высоковолновыми составляющими за счет уменьшения низкочастотных или низковолновых пульсаций скорости. Это отвечает каскадному процессу трансформации энергии от крупномасштабных вихревых систем внешней области пограничного слоя к мелкомасштабным вихрям пристеночной области за счет разрушения первых. С приближением к углублению и за ним, в спектральных плотностях мощности пульсаций продольной скорости появляются ряд особенностей. В монотонно изменяющемся спектре, характерном для течения перед лункой, формируются дискретные пики, обусловленные вихревым движением внутри углубления. На рис. 2 приведен волновой спектр пульсаций продольной скорости, зарегистрированные в осевом сечении углубления при скорости обтекания 15 м/с. На этом рисунке первые четыре кривые получены в горизонтальной плоскости пластины, то есть  $y=0$ , а пятая кривая – над

напоминающей букву „Ф”, если смотреть на углубление сверху. Формирование вихрей по очереди на боковых сторонах лунки, наблюдаемое для малых скоростей потока регистрируется очень редко. Внутри полусферической лунки для турбулентного режима обтекания формируется вихревая система с двумя источниками на противоположных боковых стенках лунки, а выброс ее из лунки происходил вдоль продольной оси лунки в виде раскручивающейся спирали. Подобные качественные результаты картины вихревого движения внутри углубления были получены в работах [1, 3].

Осредненные и пульсационные составляющие продольной скорости показали, что над лункой существуют переменные области уменьшения и увеличения продольной скорости. Эти области обусловлены влиянием лунки на пограничный слой. Осредненные и пульсационные скорости, в общем, увеличиваются при приближении слоя смешения, который образуется при отрыве пограничного слоя с

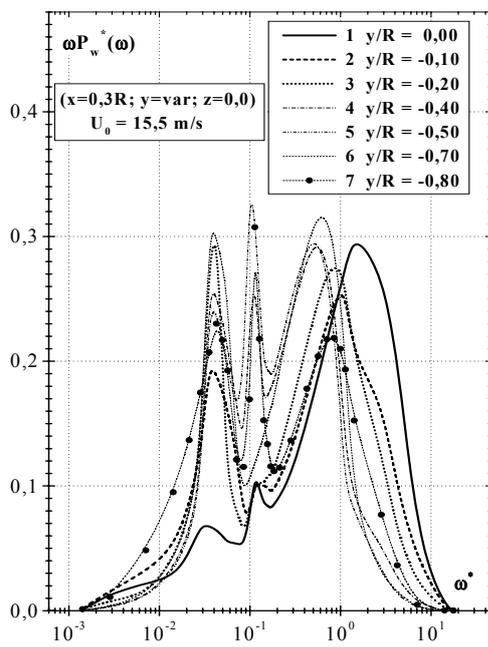


Рис. 3

пластиной на расстоянии  $y=0,05R$ . Кривая 1 отвечает точке измерения с координатой  $x=-0,5R$ ; кривая 2 –  $x=0$ ; кривая 3 –  $x=0,3R$ ; кривая 4 –  $x=0,6R$  и кривая 5 –  $x=R$ . Для нормировки спектральных зависимостей использовалась толщина пограничного слоя ( $\delta$ ), отвечающая значениям, измеренным на переднем крае углубления. Согласно с данными, показанными на рис. 2, в фронтальной части углубления имеет место один дискретный подъем спектра для продольного волнового числа  $k_x \approx 0,15/\delta$ , амплитуда которого имеет максимум над центром углубления и уменьшается при продвижении вниз по потоку в направлении к кормовой поверхности углубления. В осевом сечении углубления ( $x=0$ ) в спектральных зависимостях наблюдается еще один очень заметный подъем для волнового числа  $k_x \approx 0,05/\delta$ . Максимум этого подъема регистрируется в сечении  $x=0,3R$ . Над кормовым краем углубления имеет место третий дискретный пик спектральных уровней для малого волнового числа  $k_x \approx 0,015/\delta$ , а также подъемы в спектрах для волнового числа  $k_x \approx 0,8/\delta$  (см. рис. 2). С удалением от углубления вдоль пластины пограничный слой восстанавливается, дискретные пики в спектральных зависимостях вырождаются, и спектральные кривые вновь принимают монотонно изменяющийся характер, отвечающий турбулентному режиму обтекания гидравлически гладкой пластины.

Внутри углубления в частотных и волновых спектральных зависимостях дискретные пики зарегистрированы в области малых и средних частот либо волновых чисел. На рис. 3 представлены результаты измерений первых моментов спектральных плотностей мощности поперечной скорости в сечении углубления с координатами  $x/R=0,3$  и  $z=0$ . Здесь кривая 1 получена в точке измерения с координатами  $x/R=0,3$ ;  $y=0$ ;  $z=0$ ; кривая 2 –  $(0,3; -0,1; 0)$ ; кривая 3 –  $(0,3; -0,2; 0)$ ; кривая 4 –  $(0,3; -0,4; 0)$ ; кривая 5 –  $(0,3; -0,5; 0)$ ; кривая 6 –  $(0,3; -0,7; 0)$  и кривая 7 –  $(0,3; -0,8; 0)$ . При заглублении внутрь лунки высокочастотные либо высоковолновые составляющие спектров уменьшаются, а возрастают низкочастотные или низковолновые компоненты в виде дискретных пиков. Таким образом, для скорости обтекания 15,5 м/с в спектрах пульсаций продольной и поперечной скорости внутри лунки дискретные пики регистрируются в частотных диапазонах: 1)  $0,002 < \omega^* = \omega\delta/U_0 < 0,004$ ; 2)  $0,04 < \omega^* < 0,06$ ; 3)  $0,09 < \omega^* < 0,15$  и 4)  $0,7 < \omega^* < 1,1$ , где  $\omega = 2\pi f$  – окружная частота;  $\delta$  – толщина пограничного слоя.

Первый низкочастотный диапазон, отвечающий частоте (2÷3) Гц, обусловлен выбросами вихревых систем из углубления, что также наблюдалось при анализе данных, полученных из дымовой визуализации вихревого течения внутри углубления и над ним. Число Струхала для второго частотного диапазона дискретных пиков  $Sh = fD/U_0 = (0,036 \div 0,054)$  отвечает значениям следовой моды колебаний сдвигового слоя над углублением. Следовая мода характеризуется зарождением крупномасштабных вихрей в сдвиговом слое при отрыве пограничного слоя с передней кромки лунки [8]. На спектральных характеристиках пульсаций скорости в углублении квазиустойчивый

крупномасштабный вихрь, формирующийся внутри углубления, порождает дискретный подъем на частоте  $\omega^*=(0,09\div 0,15)$ . Этот вихрь имеет немного приплюснутую ко дну лунки форму. Масштаб квазиустойчивого вихря, полученный при измерении угловой скорости и частоты вращения вихря, составляет в горизонтальной плоскости около 0,8 диаметра лунки, а в вертикальной – около четверти ее диаметра. Вследствие удара сдвигового слоя о кормовую стенку, в спектрах пульсаций скорости появляются высокочастотные колебания, формирующие частотный диапазон  $\omega^*=(0,6\div 0,9)$ . Для этого диапазона среднее значение числа Струхала  $Sh\approx 0,9$ , которое отвечает второй гармонике автоколебаний в лунке (вторая сдвиговая мода Розитэ).

## ВЫВОДЫ

1. В полусферическом углублении крупномасштабный вихрь вращается в трех взаимно перпендикулярных плоскостях. Его форма, вид, а также частота выброса зависит от скорости набегающего потока и геометрии лунки.
2. Установлено, что в спектральных зависимостях в области малых и средних частот либо волновых чисел зарегистрированы дискретные подъемы, обусловленные формированием когерентных вихревых структур в углублении. Эти подъемы отвечают частоте вращения крупномасштабных вихревых систем, а также частоте их выброса из лунки, что наблюдалось при проведении визуальных исследований. Дискретные пики обусловлены действием крупномасштабных вихрей, которые порождают следовую моду колебаний, а также мелкомасштабных вихрей, формирующихся вблизи ударной кормовой стенки углубления, создающих вторую моду Розитэра для автоколебаний.
3. Зарегистрировано, что с удалением от углубления вдоль обтекаемой поверхности плоской пластины пограничный слой восстанавливается. Спектральные зависимости, имеющие дискретные пики, обусловленные действием когерентных вихревых структур, постепенно сглаживаются и, в конце концов, принимают монотонно изменяющийся характер позади углубления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Rossiter, J.E. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds // RAE Tech. Rep. 64037. – 1964. – № 3438 – P. 1-46.
3. Халатов А. А. Теплообмен и гидродинамика около поверхностных углублений (лунок). – К.: ИТТФ НАН Украины, 2005. – 76 с.
4. 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 Contract Rep. NASA CR 4653. - 1995.- CR 4653. – P. 1-284.

5. 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. – 4 p.
6. Афанасьев В. Р., Веселкин В. Ю., Леонтьев А. И. и др. Гидродинамика и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности: Препр. МГТУ № 2-91. Ч. I. - М.: Изд-во МГТУ, 1991. – 56 с.
7. Терехов В. И., Калинина С. В., Мшвидобадзе Ю. М. Экспериментальное исследование развития течения в канале с полусферической каверной // Сиб. физ.-тех. журнал. – 1992. -№ 1. – С. 77-85.
8. Oshkai P., Rockwell D., Pollack M. Shallow cavity flow tones: Transformation from large- to small-scale modes // J. Sound Vibr. – 2005. – 280. – P. 777-813.