

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ ПОД ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ НА ПЛАСТИНЕ

В. А. ВОСКОБОЙНИК

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев, Украина

The summarizing results of influence of a sensible surface diameter of the pressure fluctuation sensors and pinhole diameter above the sunken microphones on the measured intensity of the wall-pressure fluctuations are presented. The maximum values of intensity of the wall-pressure fluctuations which are measured by the point pressure fluctuation sensors are indicated. Maximum dependence of change of the wall-pressure fluctuation intensity is got on the Karman number for a turbulent flow above the smooth surface of pipe or channel and for a turbulent boundary layer with a zero pressure gradient.

ВВЕДЕНИЕ

За более чем полувековой период интенсивных исследований поля пульсаций скорости и пристеночного давления в различных условиях обтекания тел разнообразной формы и размеров накоплен большой объем информации, полученной в ходе экспериментальных работ и численного моделирования внешних и внутренних течений. В связи с этим появилась возможность обобщить наблюдаемые особенности формирования и развития поля пульсаций пристеночного давления для различных условий течения, а также определить или уточнить механизмы и источники генерации звуковой и псевдозвуковой составляющих гидродинамического либо аэродинамического шума, что частично сделано, например, в обзорных работах [1-3].

ВЛИЯНИЕ ДИАМЕТРА ДАТЧИКА НА РАЗРЕШАЮЩУЮ СПОСОБНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Известно [2, 3], что увеличение чувствительной поверхности датчика пульсаций пристеночного давления приводит к уменьшению регистрируемых уровней спектров пульсаций давлений в высокочастотной области. Это обусловлено интегрирующим действием чувствительной поверхности датчика на мелкомасштабные вихревые структуры, генерируемые в пристеночной области пограничного слоя. Если длина волны или масштаб источников пульсаций пристеночного давления равна или меньше диаметра датчика, то они не различимы датчиками. В этом случае датчик работает как пространственный фильтр и, соответственно, демпфирует высокочастотные пульсации, генерируемые мелкомасштабными вихрями [4]. В результате интенсивность пульсаций пристеночного давления, регистрируемая относительно крупными датчиками, оказывается ниже, чем датчиками, у которых чувствительная поверхность является миниатюрной.

Отношение среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления к скоростному или динамическому напору ($q = \rho U^2 / 2$, где ρ – плотность воды и U – скорость потока) в зависимости от диаметра датчика ($d^+ = u_\tau d / \nu$, где u_τ – динамическая скорость, d – диаметр датчика и ν – кинематическая вязкость воды) представлено на рис. 1. Здесь приведены результаты исследований пульсаций пристеночного давления утопленными под отверстие и установленными заподлицо с обтекаемой поверхностью

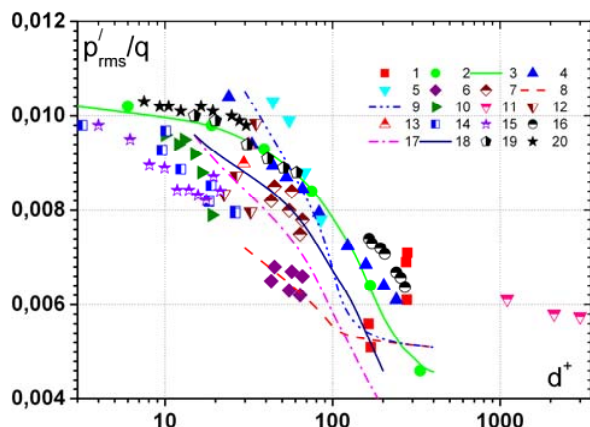


Рис. 1 Влияние диаметра датчиков давления на измеряемую интенсивность пульсаций пристеночного давления

V.T. Grinchenko, A.P. Makarenkov 1989), 17 – 18 – [7], 19 – измерения в гидродинамическом канале и 20 – измерения в гидродинамическом лотке на пластине под турбулентным пограничным слоем.

Как отмечается в работах [7-9], увеличение диаметра чувствительной поверхности датчика больше 20 вязких пристеночных единиц приводит к ослаблению спектральных характеристик, что коррелирует с результатами, приведенными на рис. 1. В исследованиях [6] установлено, что максимально допустимым безразмерным диаметром чувствительной поверхности, который не ослабляет спектральные зависимости вплоть до частоты $fv/u_t^2 < 1$, является диаметр $12 \leq d^+ \leq 18$. Следовательно, для удовлетворительного измерения пульсаций давления необходимо измерять поле давлений как в области низких, так и высоких частот, особенно при больших изменениях градиентов скорости в пристеночной области пограничного слоя. Такое требование вынуждает конструировать высокочувствительные и малозумные миниатюрные датчики, которые следует устанавливать на обтекаемую поверхность без нарушения ее целостности.

Данные рис. 1 показывают, что, с уменьшением диаметра чувствительной поверхности датчика пульсаций пристеночного давления либо отверстия под утопленными микрофонами, нормированные среднеквадратичные значения пульсаций давления асимптотически приближаются к предельному значению. Так, в работе [5] указано, что точечный датчик ($d^+ \rightarrow 0$), обладающий способностью измерять весь спектр масштабов вихревых структур пограничного слоя, способен регистрировать пульсации пристеночного давления интенсивностью $\sqrt{(p')^2}/q \approx 0.0102$. Следовательно, на гидравлически гладкой (высота шероховатости не превышает толщины вязкого подслоя) обтекаемой поверхности под турбулентным пограничным слоем с нулевым градиентом давления, трансформация энергии набегающего потока в энергию поля пульсаций пристеночного давления имеет предельное значение, которому отвечает коэффициент трансформации порядка 0.01. Таким образом, датчики пульсаций пристеночного давления, установленные заподлицо с обтекаемой поверхностью или под отверстия на ней, обладающие высокой чувствительностью, быстродействием, помехозащищенностью и диаметром чувствительной поверхности не более 20 вязких пристеночных единиц, способны регистрировать предельную интенсивность пульсаций давления ($p'_{rms}/q \approx 0.01$) во всем частотном диапазоне поля пульсаций давления турбулентного пограничного слоя.

датчиками или микрофонами для турбулентных внутренних и внешних течений с нулевым градиентом давления. А именно, кривая 1 получена в работе (Bull M.K. 1967), 2 – 3 – [5], 4 – (T. Langeheineken, A. Dinkelacker 1978), 5 – (Blake W.K. 1970), 6 – 9 (M.K. Bull, A.S.W. Thomas 1976), 10 – (J. Andreopoulos, J.H. Agui 1996), 11 – (E.S. Winkel, B.R. Elbing, S.L. Ceccio [et al] 2008), 12 – (Varano N.D. 2010), 13 – (M.C. Goody, R.L. Simpson 2010), 14 – [6], 15 – (Y. Tsuji, H.M. Fransson, P.H. Alfredsson, A.V. Johansson 2007), 16 – (G.P. Vinogradnyi, V.A. Voskoboinick,

Более крупные датчики измеряют заниженную интенсивность пульсаций давления, а, следовательно, требуют проведения корректировочных мероприятий. Для этого в гидроакустических исследованиях широко используют корректировочные зависимости, вносящие поправки в высокочастотную область спектра пульсаций давления и интегральные характеристики поля давлений, например, поправочные коэффициенты и функции, предложенные в работах [1, 2, 10].

ПРЕДЕЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЛЬСАЦИЙ ПРИСТЕНОЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Как ранее отмечено, измерения пульсаций давления осуществляются без искажения в пространстве и во времени тогда, когда чувствительная область датчика имеет бесконечно малую протяженность (точечный датчик), а сам датчик реагирует мгновенно на изменения измеряемого параметра. Следовательно, размеры датчика должны быть меньше, чем пространственные масштабы наименьших компонент исследуемого поля, а время, которое определяет инерционные свойства датчика, должно быть меньше, чем характерное время наиболее быстро изменяемого исследуемого процесса. Если эти условия не выполняются, то датчик будет фильтровать пульсационный сигнал, то есть, он будет усреднять мелкомасштабные пульсации, размер которых меньше удвоенных размеров чувствительной поверхности датчика и временные компоненты, на изменение которых чувствительный элемент датчика не будет успевать реагировать. Вклад отфильтрованных пространственно-временных компонент исследуемого поля в выходной сигнал датчика будет уменьшаться.

Для определения предельной кривой трансформации динамического давления потока в пристеночные пульсации давления [11], которая может быть измерена точечным датчиком пульсаций давления, рассмотрим зависимость изменения коэффициента сопротивления трения, измеренного на гидравлически гладкой пластине, обтекаемой турбулентным потоком, от числа Кармана ($Re_\tau = u_\tau \delta / \nu$, где δ – толщина пограничного слоя). Для этого используем широко применяемые зависимости изменения коэффициента сопротивления трения от числа Рейнольдса: 1 – $c_f = 0.0256(Re_\theta)^{-1/4}$, приведенную в работе [12]; 2 – $c_f = 0.455[\ln(0.06 Re_x)]^{-2}$ – (White F.M. 2006); 3 – $c_f = 0.02666(Re_x)^{-0.139}$ – (Nikuradse J. 1942); 4 – $c_f = 0.427[\lg(Re_x) - 0.407]^{-2.64}$ – (Schultz-Grunow F. 1940) и 5 – $c_f = 2[2.604 \ln(Re_\theta) + 4.127]^{-2}$, представленную в работе [13], как соотношение Coles-Fernholz 2. В этих выражениях используются различные числа Рейнольдса: $Re_x = Ux/\nu$ и $Re_\theta = U\theta/\nu$, где x – продольная координата пластины и θ – толщина потери импульса. Поэтому приведем их к числу Кармана, а именно, к Re_τ , используя выражение $Re_\theta = 0.01277(Re_x)^{0.8659}$, представленное в работе [13] и графическую зависимость из работы (P. Schlatter, Q. Li, G. Brethouwer [et al] 2010), объединяющую числа Рейнольдса Re_θ и числа Кармана Re_τ , проиллюстрированную для диапазона чисел $200 \leq Re_\theta \leq 4500$ и $30 \leq Re_\tau \leq 1400$. Аппроксимируем графическую зависимость из работы (P. Schlatter, Q. Li, G. Brethouwer [et al] 2010) выражением $Re_\tau = 0.3 Re_\theta + 50$.

Учитывая выше приведенные выражения, объединяющие числа Рейнольдса и Кармана, соответствующие турбулентному обтеканию гладкой пластины, построим

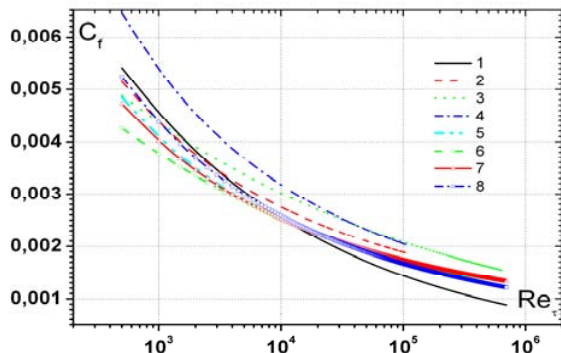


Рис. 2 Изменения коэффициента сопротивления трения от числа Кармана

зависимости коэффициента сопротивления трения c_f от Re_τ , которые представлены на рис. 2. Здесь кривая 1 рассчитана из выражения, приведенного в работе [12]; кривая 2 – из работы (White F.M. 2006); кривая 3 – из работы (Nikuradse J. 1942); кривая 4 – из работы (Schultz-Grunow F. 1940) и кривая 5 – из соотношения Coles-Fernholz 2. Разброс значений c_f между полученными кривыми доходит до 50%, что неприемлемо с практической точки зрения. Такое несоответствие рассчитанных кривых обусловлено рядом факторов, о которых

говорится в исследовании [13]. Поэтому для того чтобы расчетные кривые удовлетворительно соответствовали экспериментальным данным в работе [13] предложен ряд корректировочных поправок к известным зависимостям расчета коэффициента сопротивления трения гладкой пластины, обтекаемой турбулентным потоком. В частности, для зависимости из работы (Nikuradse J. 1942) предложена поправка для показателя степени числа Рейнольдса. В итоге выражение приняло вид $c_f = 0.02666(Re_x)^{-0.1502}$. Для зависимостей из работ (White F.M. 2006) и (Schultz-Grunow F. 1940) предложено откорректировать сомножители, в результате выражения приняли вид $c_f = 0.4177[\ln(0.06 Re_x)]^{-2}$ и $c_f = 0.3475[\lg(Re_x) - 0.407]^{-2.64}$, соответственно. Откорректированные зависимости также представлены на рис. 3.9. Здесь кривая 6 получена из зависимости работы (Nikuradse J. 1942) с поправкой [13], кривые 7 и 8 – из работ (White F.M. 2006) и (Schultz-Grunow F. 1940) с поправками [13], соответственно. Откорректированные зависимости удовлетворительно согласуются между собой и с кривой, рассчитанной из выражения, представленного в работе [13], как соотношение Coles-Fernholz 2, а также с экспериментальными данными, которые приведены в исследовании [13]. Учитывая выше приведенное, предлагается в качестве расчетной зависимости для определения функции $p'_{rms} / \tau_w = f(Re_\tau)$ использовать выражение $c_f = 2[(1/k) \ln(Re_\theta) + C]^{-2}$ (соотношение Coles-Fernholz 2), где $k = 0.384$ и $C = 4.127$ и соотношение $Re_\tau = 0.3 Re_\theta + 50$. В результате имеем следующую зависимость трансформации касательных напряжений на стенке под турбулентным пограничным слоем в пульсации пристеночного давления в виде: $p'_{rms} / \tau_w = 0.035[2.789 + \ln(Re_\tau - 50)]^2$.

Итак, предельная кривая среднеквадратичных значений пульсаций пристеночного давления, нормированных касательными напряжениями на стенке и измеренных точечным датчиком пульсаций давления, установленным заподлицо с поверхностью гидравлически гладкой пластины, обтекаемой турбулентным потоком, представлена на сводном графике рис. 3 (кривая 50). На этом рисунке показаны результаты численных и экспериментальных исследований, о которых выше подробно говорилось. Кривая 1 – это данные работы (Bull M.K. 1967), 2 - 3 - [9], 4-7 – (Blake W.K. 1970), 8 – 12 – (B.E. McGrath, R.L. Simpson 1987), 13 – 14 – (M.K. Bull, A.S.W. Thomas 1976), 15 – [5], 16 – 17 – (W.W. Willmarth, C.E. Wooldridge 1962), 18 – (J. Andreopoulos, J.H. Agui 1996), 19 – 20 – (M.K. Bull, T. Langeheineken 1981), 21 – (V.A. Voskoboinick, A.P. Makarenkov 2004), 22 – (R. Panton, J.H. Linebarger 1974), 23 – (Spalart P.R. 1988), 24 – (Kim J. 1989), 25 – (H. Choi,

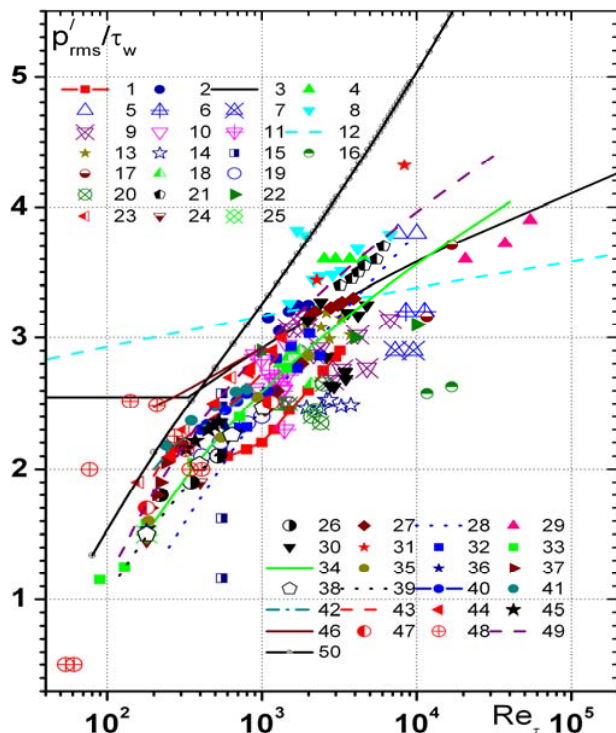


Рис. 3 Зависимость коэффициента Кармана от числа Кармана для внутренних и внешних турбулентных течений

чувствительной поверхности, измеряют пульсации пристеночного давления, уровни которых ниже предельной кривой, что отображено на рис. 3. Для малых чисел Рейнольдса измеренные и расчетные значения пульсаций пристеночного давления близки к предельной кривой, а с увеличением числа Рейнольдса (расширение диапазона масштабов давления образующих вихревых структур) предельная кривая значительно превышает расчетные и измеренные среднеквадратичные значения пульсаций пристеночного давления. Это обусловлено тем, что с ростом числа Рейнольдса уменьшается размер мелкомасштабных вихревых структур, которые генерируют высокочастотные пульсации пристеночного давления. Вследствие пространственного интегрирующего эффекта датчики не способны регистрировать пульсации давления, чья длина волны меньше, чем диаметр или длина чувствительной поверхности датчика. С ростом числа Кармана (Re_τ) размер мелкомасштабных вихрей становится столь малым, что датчики конечных размеров не могут регистрировать пульсации давления, генерируемые ими.

В расчетах поля пульсаций пристеночного давления в развитом турбулентном пограничном слое необходимо использовать все более мелкие расчетные сетки, что связано с повышенным объемом расчетных операций и ограниченностью компьютерных ресурсов. Применение относительно грубых сеток не позволяет регистрировать очень малые вихревые структуры, а, соответственно, и пульсации давления, которые они генерируют. Происходит пространственное интегрирование мелкомасштабных вихрей для больших чисел Рейнольдса или чисел Кармана [11], подобно явлению, наблюдаемому в экспериментах с крупными датчиками.

P. Moin 1990), 26 – наши измерения в канале, 27 – (Y. Tsuji, H.M. Fransson, P.H. Alfredsson, A.V. Johansson 2007), 28 – [1], 29 – (E.S. Winkel, B.R. Elbing, S.L. Ceccio [et al] 2008), 30 – (Varano N.D. 2010), 31 – (M.C. Goody, R.L. Simpson 2000), 32 – [6], 33 – 34 – (Z. Hu, C.L. Morfey, N.D. Sandham 2006), 35 – (J. Jimenez, S. Hoyas 2008), 36 – (R.D. Moser, J. Kim, N.N. Mansour 1999), 37 – (Skote M. 2001), 38 – 39 – (H. Abe, Y. Matsuo, H. Kawamura 2005), 40 – (J. Jimenez, S. Hoyas, M.P. Simens, Y. Mizuno 2010), 41 – (P. Schlatter, R. Orlu, Q. Li 2009), 42 – 44 – (P. Schlatter, Q. Li, G. Brethouwer [et al] 2010), 45 – наши исследования (пограничный слой на пластине), 46 – (J.H. Lee, H.J. Sung 2011), 47 – (X. Wu, P. Moin 2008), 48 – (X. Wu, P. Moin 2009), 49 – корректировочная кривая [11] и 50 – предельная кривая.

Как следует из представленных результатов, реальные датчики, имеющие конечный диаметр или длину

ВЫВОДЫ

1. Проведена верификация экспериментальных результатов, полученных при исследовании полей пульсаций пристеночного давления посредством миниатюрных датчиков, установленных заподлицо с обтекаемой поверхностью цилиндра, пластины и стенкой узкого гидродинамического канала. В целом, наши экспериментальные результаты удовлетворительно согласуются с результатами подобных экспериментов и расчетными данными для сопоставимых режимов обтекания.
2. Представлены обобщающие результаты влияния диаметра чувствительной поверхности датчиков пульсаций давления и диаметра отверстия над утопленными микрофонами на измеренную интенсивность пульсаций пристеночного давления. Указаны предельные значения интенсивности пульсаций пристеночного давления, которые измеряются точечными датчиками пульсаций давления.
3. Получена предельная зависимость изменения интенсивности пульсаций пристеночного давления от числа Кармана для турбулентного течения над гладкой поверхностью трубы или канала и для турбулентного пограничного слоя с нулевым градиентом давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смольяков А. В. Шум турбулентных потоков: Монография. – СПб.: ЦНИИ им. акад А.Н. Крылова, 2005. – 312 с.
2. Bull M. K. Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers: Some reflections on forty years of research // J. Sound Vibr. – 1996. – **190**, № 3. – P. 299–315.
3. Willmarth W. W. Pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1975. – **7**. – P. 13–37.
4. Maidanik G. Flush-mounted pressure transducer systems as spatial and spectral filters // JASA. – 1967. – **42**. – P. 1017–1024.
5. Schewe G. On the structure and resolution of wall pressure fluctuations associated with turbulent boundary layer flow // J. Fluid Mech. – 1983. – **134**. – P. 311–328.
6. Naguib A. M., Wark C. E., Nagib H. M. Characterization of the pressure fluctuations under a fully developed turbulent boundary layer / S.P. Gravante // AIAA J. – 1998. – **36**, № 10. – P. 1808–1816.
7. Lueptow R. M. Transducer resolution and the turbulent wall pressure spectrum // JASA. – 1995. – **97**, № 1. – P. 370–378.
8. Keith W. L., Hurdis D. A., Abraham B. M. A comparison of turbulent boundary layer wall-pressure spectra // J. Fluids Eng. – 1992. – **114**. – P. 338–347.
9. Farabee T. M., Casarella M. J. Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers // Phys. Fluids. – 1991. – **3**. – P. 2410–2420.
10. Corcos G. M. Resolution of pressure in turbulence // JASA. – 1963. – **35**. – P. 192–199.
11. Воскобойник В. А. Трансформация энергии турбулентного течения в поле пульсаций пристеночного давления // Акуст. вісн. – 2012. – **15**, № 1. – С. 3–21.
12. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя – М.: Наука, 1974. – 742 с.
13. Nagib H. M., Chauhan K. A., Monkewitz P. A. Approach to an asymptotic state for zero pressure gradient turbulent boundary layers // Phil. Trans. R. Soc. A. – 2007. – **365**. – P. 755–770.