

УДК 532.517.3

ЛОКАЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД К ТУРБУЛЕНТНОСТИ ЗА ПРЕПЯТСТВИЕМ В КАНАЛЕ ПРИ НОМИНАЛЬНО ЛАМИНАРНОМ РЕЖИМЕ ТЕЧЕНИЯ

А.Б. Мазо, Д.И. Охотников

Аннотация

Работа посвящена исследованию механизмов перехода к турбулентности в среднем следе за препятствием на стенке канала при ламинарном режиме течения. С помощью прямого численного моделирования показано, что основной причиной перехода к турбулентности является взаимодействие парных спиралевидных вихрей, образующихся у боковых стенок канала за препятствием. Если поперечный размер этих вихрей достигает половины ширины канала, то их соприкосновение приводит к периодическому возникновению и отрыву более мелких вихревых структур в зоне взаимодействия; при этом в среднем следе за препятствием наблюдается переход к турбулентности. Если же ширина канала достаточно велика, то течение остается ламинарным. Изучено влияние расстояния между боковыми стенками на ламинарно-турбулентный переход в диапазоне изменения числа Рейнольдса от 1500 до 3000.

Ключевые слова: прямое численное моделирование, течение в канале, номинально ламинарный режим, ламинарно-турбулентный переход, спиралевидные вихри.

Введение

Исследование отрывных течений в каналах и трубах при обтекании препятствий на их стенках является важной и актуальной задачей гидромеханики, так как подобные течения наблюдаются в большом количестве инженерных приложений. В качестве препятствий в канале обычно выступают следующие геометрические конфигурации: обратный уступ, обращенный вперед уступ, препятствия различной формы, установленные поперек и вдоль канала (прямоугольные, цилиндрические, полуцилиндрические). Большое количество экспериментальных данных [1–4], полученных для препятствий простой геометрии, может быть использовано для верификации результатов численного моделирования данного класса течений. Несмотря на разнообразие форм препятствий, топология подобного рода течений во многом схожа – за препятствием или перед ним образуется застойная зона, которая в зависимости от параметров течения и геометрии канала может быть устойчивой или неустойчивой [5]. В последнем случае наблюдается образование крупномасштабных вихревых структур, которые выносятся вниз по потоку, при этом течение приобретает черты турбулентности. Механизм образования неустойчивости и перехода к турбулентности, а также исследование структуры течения в следе за препятствием представляют большой научный интерес.

На сегодняшний день в литературе представлено множество работ, посвященных исследованию этого вопроса при помощи математического моделирования. Так, например, в работе [6] исследовано трехмерное течение в канале с квадратным препятствием при числах Рейнольдса порядка 4000 методом LES. Подробное исследование структуры течения позволило авторам сделать вывод о том,

что в следе за препятствием образуются двумерные вихревые структуры, которые при взаимодействии со стенками канала вблизи углов препятствия становятся трехмерными. Анализируя энергетические спектры, вычисленные в области отрывной зоны и в следе за ней, авторы пришли к выводу, что основной причиной перехода к турбулентности является неустойчивость пограничного слоя, известная как неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Влияние трехмерных эффектов на механизм перехода к турбулентности изучено в работе [7], в которой исследованы двумерное и трехмерное течения за обращенным назад уступом в диапазоне чисел Рейнольдса $100 \div 1000$. Несоответствие результатов расчета двумерного течения и эксперимента для чисел Рейнольдса выше 400 побудило провести авторов исследования [7] трехмерный расчет, который показал хорошее согласование с результатами эксперимента, тем самым подтвердив существенное влияние трехмерных эффектов на переход к турбулентности. В работах [8–10] авторами исследовано трехмерное течение за обращенным назад уступом, а именно влияние отношения высоты уступа к высоте канала (коэффициент расширения) на структуру течения при числах Рейнольдса, соответствующих ламинарному и переходному режиму. С помощью визуализации методом частиц показано, что течение в застойной зоне имеет сложную спиралевидную структуру. Частицы жидкости, проходящие вблизи препятствия у боковых стенок, совершают движение по спирали от боковых стенок к центру канала. Кроме того, авторами отмечена существенная зависимость геометрии спиралевидных вихрей от коэффициента расширения канала. В исследовании [11] также изучался механизм перехода к турбулентности в трехмерном канале с уступом при коэффициенте расширения, равном двум, в диапазоне чисел Рейнольдса $1000 \div 2000$. Установлено, что критическое число Рейнольдса для данного течения равно 750. Основной причиной перехода к турбулентности авторы называют неблагоприятный градиент давления вблизи нижней стенки канала, который приводит к неустойчивости пограничного слоя. Этот вывод подтверждается в работе [12], где проведено экспериментальное исследование воздействия наложенного неблагоприятного градиента давления на отрыв пограничного слоя. Показано, что при этом происходит периодическое вихреобразование. В статье [13] методом крупных вихрей исследовано влияние отрыва пограничного слоя в канале с полуцилиндрическим препятствием. Авторы выделили две основные причины потери устойчивости. Первичная неустойчивость возникает на поверхности застойной зоны. Вторичная неустойчивость течения связана с деформацией изначально двумерных вихревых структур в среднем следе за препятствием, что приводит к турбулизации потока. К таким же выводам пришли исследователи в публикации [14], где численно исследовано трехмерное течение в канале с квадратным препятствием.

Анализ литературы по численному моделированию ламинарно-турбулентного перехода в канале с препятствием показывает, что до сих пор не нет единого представления о процессе формирования пристеночных вихрей и переходе к турбулентности. В настоящей работе подробно описан механизм возникновения и развития турбулентных пульсаций в канале с полуцилиндрическим препятствием при номинально ламинарном режиме течения. Номинально ламинарным мы называем течение, в котором переход к турбулентности происходит исключительно при установке препятствия на стенке канала. Каждое конкретное течение данного класса характеризуется диапазоном изменения числа Рейнольдса; границы этого диапазона зависят от геометрии канала, формы и размеров препятствия.

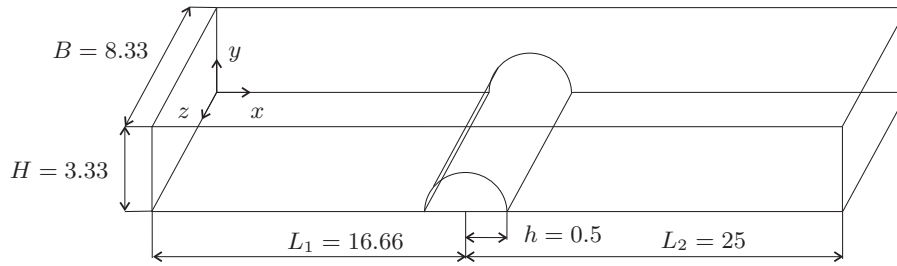


Рис. 1. Геометрия расчетной области

1. Прямое численное моделирование

Моделирование течения проводилось в области, представляющей собой канал прямоугольного поперечного сечения (см. рис. 1). Геометрия расчетной области полностью повторяет форму экспериментальной установки, использованной в работах [1, 2]. Общая длина канала равна $L_1 + L_2 = 41.66$, ширина $B = 8.33$, высота $H = 3.33$ (здесь и далее использованы безразмерные переменные: размеры отнесены к ширине препятствия, скорости – к средней расходной скорости, а давление – к скоростному напору). На расстоянии 16.66 от входного сечения расположено препятствие в форме полукругового цилиндра радиуса 0.5.

В безразмерных переменных система уравнений Навье–Стокса, описывающая течение вязкой несжимаемой жидкости в расчетной области, имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}_h} \Delta \mathbf{u}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{u} – вектор скорости; p – давление; t – время.

На входе в канал задавался равномерный профиль скорости $\mathbf{u} = (1, 0, 0)$; на стенках канала и на поверхности препятствия ставились граничные условия прилипания. На выходе из канала задавались «мягкие» граничные условия. В качестве начальных условий использовалось состояние покоя $\mathbf{u} = 0$, $p = 0$. Расчет продолжался до установления стационарного либо периодического режима течения. Расчеты проводились с использованием пакета Fluent.

В настоящей задаче можно выделить два определяющих размера: высоту препятствия h и высоту канала H . Соответственно, характер течения определяется двумя числами Рейнольдса, которые вычисляются по этим размерам:

$$\text{Re}_h = \frac{Uh}{\nu}, \quad \text{Re}_H = \frac{UH}{\nu},$$

где ν – кинематическая вязкость, U – размерная скорость набегающего потока. Как было показано в работе [15], при изменении высоты выступа h в канале (при $h \leq 0.2H$) начало формирования вихревых структур в ближнем следе за препятствием происходит при одном и том же значении Re_h . Следовательно, именно эта величина определяет зарождение и развитие возмущений потока в отрывной области. От величины Re_H зависят главным образом процессы развития турбулентности либо ламинарной релаксации течения в дальнем следе. Эти соображения были учтены при построении неструктурированной расчетной сетки (рис. 3) с сильным сгущением в зоне отрыва/присоединения и в пограничных слоях около стенок канала. Общее количество ячеек сетки составило $1.5 \cdot 10^6$, при этом пространственный шаг λ в областях сгущения приблизительно равен 0.01, а в зонах разрежения – 0.3.

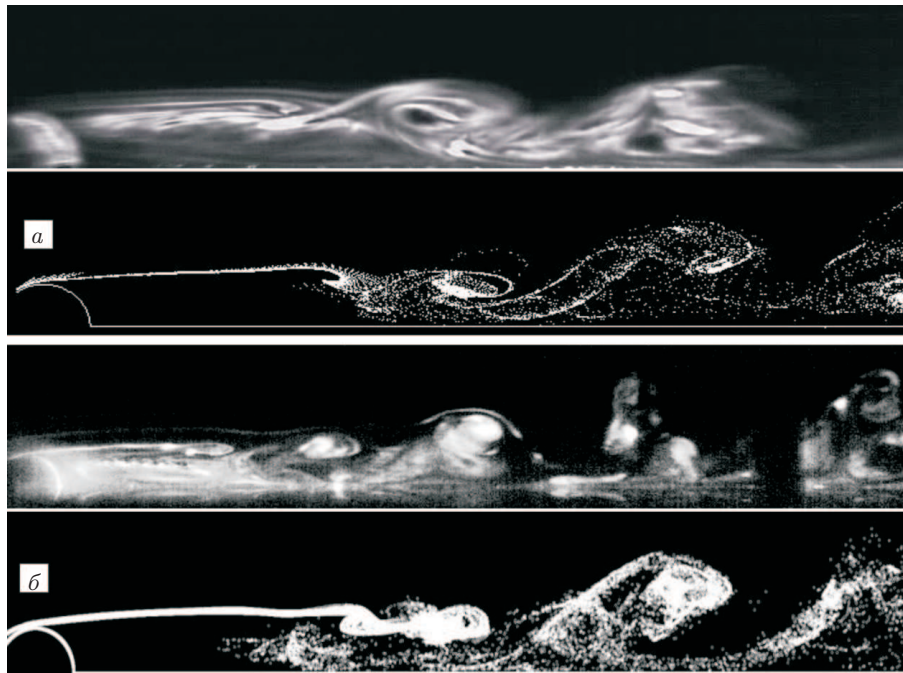


Рис. 2. Результаты визуализации (сверху) и расчета (снизу) мгновенной картины течения в плоскости, параллельной боковым стенкам канала: *a* – $Re_H = 1800$ ($Re_h = 270$); *б* – $Re_H = 3200$ ($Re_h = 480$)

Безразмерный шаг по времени равен $\tau = 0.02$. Данные параметры по порядку величины соответствуют колмогоровским пространственным $\lambda_{h,H}$ и временным $\tau_{h,H}$ масштабам диссипативных вихрей [16] для значений чисел Рейнольдса в диапазоне $Re_H = 1500 \div 3200$, $Re_h = 225 \div 480$:

$$0.01 < \lambda_h = Re_h^{-3/4} < 0.017, \quad 0.046 < \tau_h = Re_h^{-1/2} < 0.067;$$

$$0.0024 < \lambda_H = Re_H^{-3/4} < 0.0041, \quad 0.018 < \tau_H = Re_H^{-1/2} < 0.026.$$

Пригодность этой сетки для прямого численного моделирования изучаемого течения была косвенно подтверждена отдельными расчетами на вдвое более мелкой сетке; при этих расчетах не обнаружилось заметных изменений численного решения.

2. Верификация расчетной схемы

Для тестирования расчетной схемы была проведена серия расчетов [1] при числах Рейнольдса $Re_H = 1100; 1800; 3200$ ($Re_h = 165; 270; 480$). Выполнены сравнения картины течения, размера отрывной области, конфигурации вихревых сгустков и частоты схода вихрей, а также профилей средней скорости потока и амплитуд пульсаций с экспериментальными данными и результатами PIV-измерений [1, 2]. Во всех случаях получено вполне удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных результатов.

В качестве примера верификации на рис. 2 показаны расчетная и экспериментальная картины течения в плоскости, параллельной боковым стенкам канала, при различных числах Рейнольдса. Наблюдается хорошее согласование как при числах

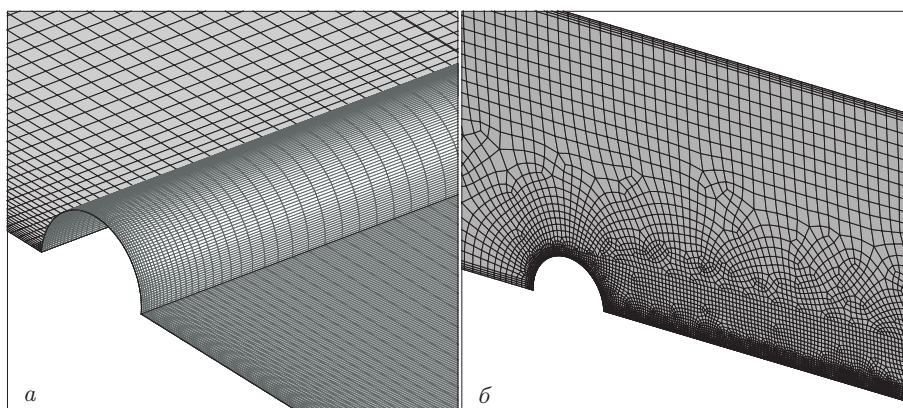


Рис. 3. Расчетная сетка: *a* – на нижней стенке канала; *б* – в плоскости $z = 4.165$

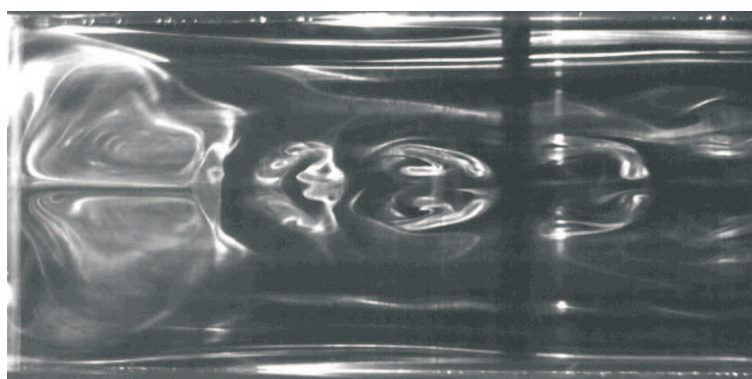


Рис. 4. Картина течения при $Re_h = 280$, полученная в [1] с использованием светового ножа и дыма

Рейнольдса, соответствующих начальным этапам формирования поперечных вихрей и зарождения пульсаций (рис. 2, *a*), так и на режимах, близких к развитой турбулентности (рис. 2, *б*).

3. Спиральные вихри и турбулизация потока

В исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса течение характеризуется отрывом потока с препятствия и формированием рециркуляционной зоны в ближнем следе. У боковых стенок за выступом образуется пара угловых вихрей (рис. 4), в которых наблюдается спиралевидное движение жидкости от боковых стенок к центру канала (рис. 5, *a*). При достаточно больших числах Рейнольдса $Re_h > Re_h^*$ часть жидкости, участвующая в спиралевидном движении, периодически выбрасывается во внешний поток из рециркуляционной области в форме вихревых сгустков (рис. 4, 5, *б*). Этот процесс сопровождается дроблением крупных вихрей на более мелкие и усилением пульсаций скорости и давления. Течение в следе за препятствием ниже линии присоединения приобретает черты турбулентного режима (рис. 4, *б*). Расчеты в каналах различной ширины показали, что локальный переход к турбулентному режиму обусловлен взаимодействием парных угловых вихрей.

На рис. 6 показаны расчетные картины течений в каналах различной ширины при $Re_H = 1800$ ($Re_h = 280$). Хорошо видно, что при данном числе Рейнольдса

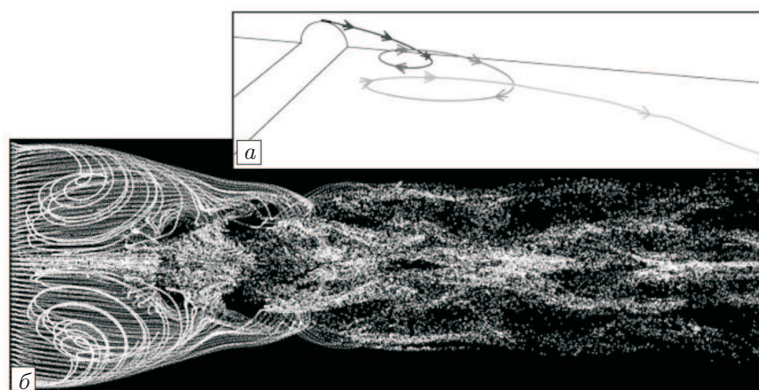


Рис. 5. Спиралевидные траектории частиц на режиме зарождения турбулентности при $Re_H = 1800$ ($Re_h = 280$)

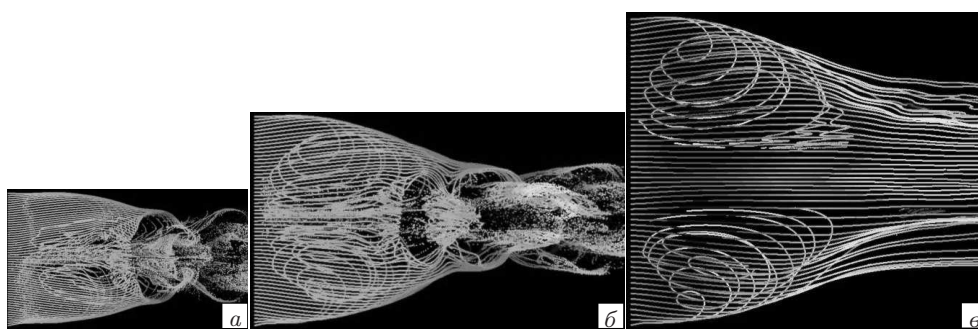


Рис. 6. Визуализация частицами течения в каналах различной ширины при числе Рейнольдса $Re_H = 1800$ ($Re_h = 280$): $a - 0.5B$; $b - B$; $c - 1.5B$

ламинарно-турбулентный переход происходит в каналах ширины $0.5B$ (рис. 6, a) и B (рис. 6, b). Это обусловлено тем, что поперечный размер угловых вихрей достигает половины ширины канала, а их соприкосновение приводит к периодическому возникновению и отрыву более мелких вихревых структур в зоне взаимодействия. Однако в канале ширины $1.5B$ спиральные вихри не взаимодействуют, и течение остается ламинарным (рис. 6, c). Таким образом, характер течения в канале может изменяться за счет уменьшения (увеличения) расстояния между боковыми стенками.

Расчеты показали, что спиральный вихрь образуется при натекании на горизонтальный выступ ламинарного пограничного слоя, растущего от вертикальной стенки; при этом размер этого вихря определяется толщиной пограничного слоя. Для подтверждения этой гипотезы были произведены два расчета в канале ширины $B = 8.33$ с разделительной вставкой. Вставка представляет собой тонкую вертикальную пластинку, установленную вдоль оси канала. Геометрия вставки и ее размеры приведены на рис. 7. Высота вставки $L4 = 2$ и ее длина после препятствия $L3 = 10$ были фиксированными, а длина вставки до препятствия варьировалась. В первом расчете эта длина была равна $L2 = 2$ (короткая вставка), а во втором расчете – $L1 + L2 = 10$ (длинная вставка).

На рис. 8 показана визуализация течения частицами в каналах с короткой и длинной вставкой. В канале с короткой вставкой (рис. 8, b) по обе стороны от нее

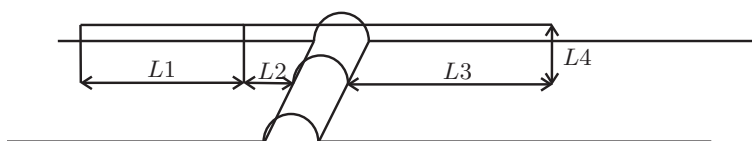


Рис. 7. Геометрия вставки и ее размеры: $L1 = 8$, $L2 = 2$, $L3 = 10$, $L4 = 2$

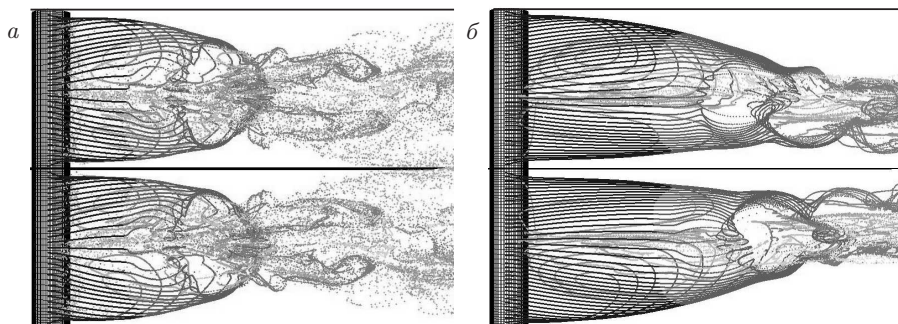


Рис. 8. Визуализация частицами в каналах с различными вставками: *a* – длинная вставка; *б* – короткая вставка

образуются пары несимметричных вихрей. Спиральный вихрь, образующийся за препятствием около боковой стенки канала, крупнее, чем вихрь, образующийся вблизи вставки. В канале с длинной вставкой (рис. 8, *a*) по обе стороны от нее также образуются пары вихрей, которые, в отличие от первого варианта, почти одинаковы. Причина нарушения симметрии вихрей заключается в том, что толщины ламинарных пограничных слоев на боковых стенках канала и на вставках различны.

В канале с короткой вставкой пограничный слой значительно тоньше, чем пограничный слой на боковой стенке канала; аналогично соотносятся и размеры спиральных вихрей за препятствием. Иная картина наблюдается в канале с длинной вставкой, где толщины пограничных слоев на вставке и на боковой стенке близки, и парные вихри за препятствием почти симметричны. Следует также отметить, что при короткой разделительной вставке парные вихри более вытянуты в продольном направлении.

Поток в следе за препятствием с локальной областью перехода к турбулентности имеет сложную структуру. Ниже приводится ее описание на основе результатов численного моделирования при $Re_h = 480$.

На рис. 9 представлено осредненное по времени поле модуля скорости в сечении $y = 0.5$ (по высоте выступа). Видно, что в ближнем следе формируется застойная зона 1. Центральная область канала 2 заполняется жидкостью, выносимой из зоны 1 в виде вихревых сгустков, в то время как в области 3 по краям канала поступает жидкость из основного потока, имеющая заведомо большую скорость. Максимумы скорости расположены ближе к боковым стенкам и показаны на рис. 9 белым цветом.

Для анализа турбулентных характеристик течения в каждой точке области вычислялись мгновенное поле пульсаций скорости $\mathbf{u}' = (u'_1, u'_2, u'_3)$ и его среднее

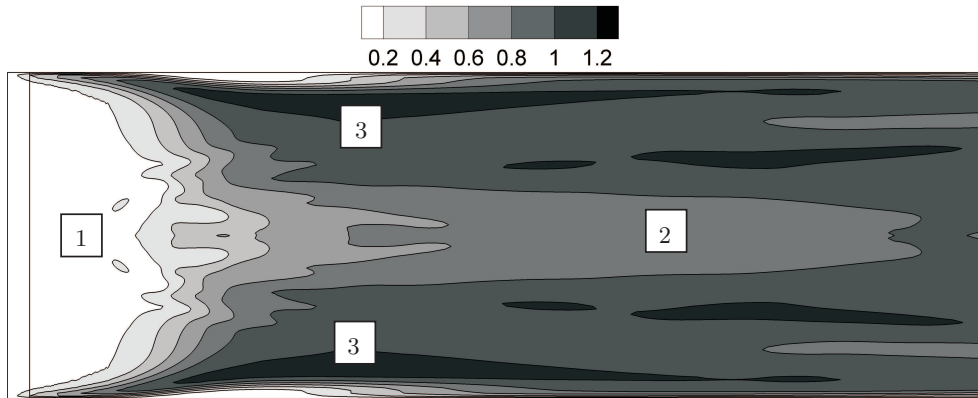


Рис. 9. Поле модуля скорости течения при $Re_H = 3200$ ($Re_h = 480$), осредненное по времени с периодом 100

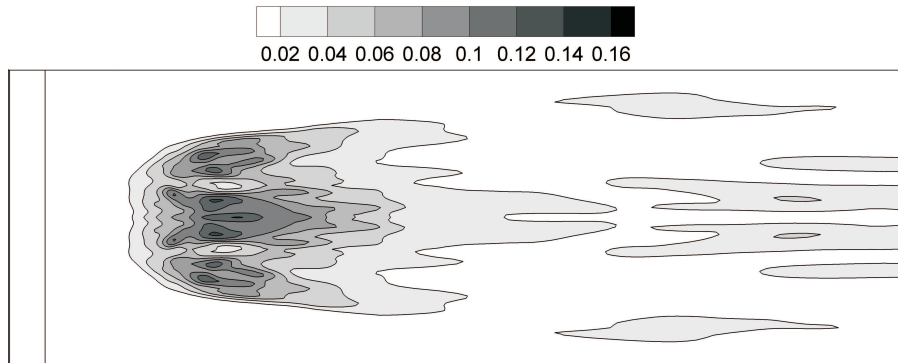


Рис. 10. Осредненное по времени поле интенсивности турбулентных напряжений в плоскости $y = 0.5$

по Рейнольдсу $\bar{\mathbf{u}}$:

$$\mathbf{u}'(t) = \bar{\mathbf{u}}(t) - \mathbf{u}(t), \quad \bar{\mathbf{u}}(t) = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t-\Delta t}^{t+\Delta t} \mathbf{u}(t) dt,$$

где $\Delta t = 100$ – полупериод осреднения. По формулам

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}, \quad i = 1, 2, 3, \quad I = \sqrt{\tau_{ij} \tau_{ij}}$$

подсчитывались тензор напряжений Рейнольдса τ и интенсивность турбулентных напряжений I . Поле функции $I(x, y, z)$ при $y = 0.5$ показано на рис. 10. Видно, что ближний след остается ламинарным, а турбулентные напряжения сосредоточены в пятне, расположенном в среднем следе за выступом. Их максимум находится на расстоянии 4.5 от края препятствия по центральной оси канала, что соответствует точке срыва вихрей. Продольная длина «турбулентного пятна» составляет 6.2 ширины препятствия. Значение интенсивности I в пятне достигает 0.16, что соответствует уровню пульсаций 0.4. Далее вниз по течению величина I резко убывает, что свидетельствует о восстановлении номинально ламинарного режима течения.

Заключение

Выполнено прямое численное моделирование отрывного течения за поперечным полукруговым выступом в канале с препятствием на основе трехмерных уравнений Навье–Стокса. Численная схема расчета верифицирована путем сравнения полученных результатов с имеющимися данными лабораторных экспериментов. Получены картины течения для каналов различной ширины. Показано, что локальный переход течения к турбулентному режиму обусловлен взаимодействием парных спиральных угловых вихрей. Выяснено влияние ширины канала на режим течения. Проведено моделирование течения в канале со вставками различной длины. Установлено, что причиной образования спиральных вихрей является взаимодействие с препятствием пограничных слоев, развивающихся на стенках канала. Подсчитаны и проанализированы поля пульсаций скорости и интенсивности турбулентных напряжений. Показано, что ламинарно-турбулентный переход локализован в среднем следе за препятствием; положение максимума интенсивности турбулентных напряжений соответствует точке срыва вихрей, а ближний и дальний следы остаются ламинарными.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-01-06172).

Summary

A.B. Mazo, D.I. Okhotnikov. Turbulence Formation due to Vortices Interaction in the Laminar Channel Flow behind the Rib.

This paper is devoted to the study of local laminar-turbulent transition mechanisms in the channel flow behind the semi-circular rib. Using direct numerical simulation, it was demonstrated that the transition occurs mainly due to the interaction of paired helical vortices at the side walls of the channel behind the rib. If the transverse size of these vortices reaches half of the channel width, their contact causes periodic generation and separation of smaller vortex structures. The latter leads to the local laminar-turbulent transition in the interaction region behind the rib. If the channel width is large enough, the flow stays laminar. The influence exercised by the channel width on the laminar-turbulent transition was studied at a range of Reynolds numbers from 1500 to 3000.

Keywords: direct numerical simulation, channel flow, laminar flow, laminar-turbulent transition, helical vortices.

Литература

1. Молочников В.М., Михеев Н.И., Паерелий А.А., Хайрнасов К.Р. Отрыв потока за выступом в канале при ламинарном режиме течения // Теплофизика и аэромеханика. – 2008. – Т. 15, № 4. – С. 611–621.
2. Душина О.А., Молочников В.М., Михеев Н.И., Паерелий А.А. Эволюция кинематической структуры за поперечным выступом в канале на переходных режимах течения // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – Т. 19, № 2. – С. 235–243.
3. Denham M., Patrick M. Laminar flow over a downstream-facing step in a two-dimensional flow channel // Trans. Instn. Chem. Engrs. – 1974. – V. 52. – P. 361–367.
4. Armaly B., Durst F., Pereira C. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step // J. Fluid Mech. – 1983. – V. 127. – P. 473–496.
5. Охотников Д.И., Калинин Е.И., Мазо А.Б. Влияние ширины канала на режим течения при обтекании выступа // Материалы X Междунар. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ 2014). – М.: Изд-во МАИ, 2014. – С. 51–53.

6. *Abdalla I., Yang Z., Malcolm C.* Computational analysis and flow structure of a transitional separated-reattached flow over a surface mounted obstacle and a forward-facing step // *Int. J. Comput. Fluid Dyn.* – 2009. – V. 23, No 1. – P. 25–57.
7. *Williams S., Baker A.* Numerical simulations of laminar flow over a 3D backward-facing step // *Int. J. For Numer. Meth. Fluids.* – 1997. – V. 24, No 11. – P. 1159–1183.
8. *Hiroshi I., Kazuyoshi N., Kenjiro S.* Flow and heat transfer characteristics of backward-facing step laminar flow in a rectangular duct // *Int. J. Heat Mass Transfer.* – 2000. – V. 43, No 3. – P. 457–471.
9. *Kitoh A., Sugawara K., Yoshikawa H., Ota T.* Expansion ratio effects on three-dimensional separated flow and heat transfer around backward-facing steps // *J. Heat Transfer.* – 2007. – V. 129, No 9. – P. 1141–1155.
10. *Barkley D., Gomes M.G.M., Henderson R.D.* Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step // *J. Fluid Mech.* – 2002. – V. 473. – P. 167–190.
11. *Rani H.P., Sheu T.W.H., Tsai E.S.F.* Eddy structures in a transitional backward-facing step flow // *J. Fluid Mech.* – 2007. – V. 588. – P. 43–58.
12. *Pauley L.L., Moin P., Reynolds W.C.* The structure of two-dimensional separation // *J. Fluid Mech.* – 1990. – V. 220. – P. 397–411.
13. *Yang Z., Voke P.R.* Large-eddy simulation of boundary-layer separation and transition at a change of surface curvature // *J. Fluid Mech.* – 2001. – V. 439. – P. 305–333.
14. *Yanaoka H., Inamura T., Kobayashi R.* Numerical simulation of separated flow transition and heat transfer around two-dimensional rib // *Heat Transfer Asian Res.* – 2007. – V. 36, No 8. – P. 513–528.
15. *Молочников В.М., Мазо А.Б., Малюков А.В., Калинин Е.И., Михеев Н.И., Душина О.А., Паерелий А.А.* Особенности формирования вихревых структур в отрывном течении за выступом в канале при переходе к турбулентности // *Теплофизика и аэромеханика.* – 2014. – Т. 21, № 3. – С. 325–334.
16. *Мазо А.Б.* Моделирование турбулентных течений несжимаемой жидкости. – Казань: Казан. гос. ун-т, 2007. – 106 с.

Поступила в редакцию
16.03.15

Мазо Александр Бенцианович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры аэрогидромеханики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия.

E-mail: abmazo1956@gmail.com

Охотников Дмитрий Иванович – аспирант кафедры аэрогидромеханики, Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия.

E-mail: dmitry.okhotnikov@gmail.com