

УДК 532.526.10

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ С ПРЕГРАДОЙ ПРИ РАЗНЫХ ВНЕШНИХ УСЛОВИЯХ НА ОСНОВЕ ГИБРИДНОГО LES/URANS-ПОДХОДА. ЧАСТЬ 1

В. Г. КУЗЬМЕНКО

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев
03680 Киев – 180, МСП, ул. Желябова, 8/4
office@hydromech.com.ua

Получено 08. 11. 2014 ◊ Пересмотрено 12. 01. 2015

Нестационарный трехмерный турбулентный поток несжимаемой жидкости над прямоугольной двумерной преградой в пограничном слое численно исследуется, используя гибридный LES/URANS-подход, пристенные модели и конечно-разностный метод. Отношение высоты к длине преграды составляет 4, число Рейнольдса для преграды Re равно 10500 и число Рейнольдса на “входе” есть $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$ для турбулентного пограничного слоя. Число использованных сеточных узлов есть 11407041. Течение вблизи стенок моделируется URANS с $K - \varepsilon - \pi_{ij}$ моделью турбулентности. Численное моделирование выполнено для того, чтобы изучить среднюю скорость, осредненные по z и времени линии тока и завихренности, размеры рециркуляционных зон.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: турбулентный пограничный слой, преграда, численный метод

Нестационарний тривимірний турбулентний потік нестисливої рідини над прямокутною двохвимірною перешкодою в пограничному шарі чисельно досліджується, використовуючи гібридний LES/URANS-підхід, пристінні моделі та кінцево-різницевої метод. Співвідношення висоти до довжини перешкоди становить 4, число Рейнольдса для перешкоди Re дорівнює 10500 та число Рейнольдса на “вході” є $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$ для турбулентного пограничного шару. Число використаних сіткових вузлів є 11407041. Течія біля стінок моделюється URANS з $K - \varepsilon - \pi_{ij}$ моделлю турбулентності. Чисельне моделювання виконано для того, щоб вивчити середню швидкість, осередненні по z та часу лінії току і завихрення, розміри зон рециркуляції.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: турбулентный пограничный шар, перешкода, чисельный метод

The unsteady three-dimensional turbulent incompressible flow over a rectangular two-dimensional fence in a boundary layer is simulated using hybrid LES/URANS-approach, wall models and finite-difference method. The aspect ratio (height/length) of the fence are 4, fence Reynolds number Re are 10500, inflow Reynolds number are $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$ for turbulent boundary layer. The number of grid points used in the numerical method was 11407041. The flow near the walls is simulated by URANS with $K - \varepsilon - \pi_{ij}$ turbulence model. The simulation were performed to study the mean velocity, z -time-averaged streamlines and vorticity, size of a recirculation zons.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: turbulent boundary layer, fence, numerical method

ВВЕДЕНИЕ

На современном этапе развития прикладной науки и техники большой практический интерес для инженерных приложений представляет изучение процессов в нестационарных трехмерных турбулентных течениях с отрывом и присоединением потока при наличии преград. Турбулентный режим течения – это наиболее распространенная форма движения жидкости, которая встречается в подавляющем большинстве инженерных задач [1–37]. В теоретических и экспериментальных работах [1–42] выявлено сильное влияние геометрии течения и режимов потока на нестационарный трехмерный характер течения. Представляет практический интерес [1–9] изучение нестационарного турбулентного течения над горизонтальной стенкой с двумерным препятствием. В [9] проведены вычисления на основе LES для преграды

со скошенной вершиной ($Re=10500$). Применение на стенках специфических приближенных граничных условий ведет к неточному результату размера зоны рециркуляции. Для турбулентных течений у стенки (при числе Рейнольдса основного потока больших, чем 10^4) необходимо дополнять классический LES-подход пристенной моделью [8–13, 16–18, 23, 24, 29–30, 32, 33]. Результаты вычислений турбулентного обтекания перегородки на основе двумерных стационарных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу (RANS), и $K - \varepsilon$ модели турбулентности для несжимаемой жидкости ($Re=173000$) представлены в работе [42]. В работах [13, 26, 29, 30] развиваются зональные подходы, которые базируются на явном решении ряда уравнений в пристенном слое. Более подробное описание оценки современных численных подходов представлено в [8, 34]. Анализ научных исследований показал, что вычисления на



основе LES или RANS другими авторами раньше не проводились для случая конфигурации течения с преградой, соответствующей экспериментальной работе [1] при разных значениях высоты пограничного слоя и его характеристик на "входе" в вычислительную область.

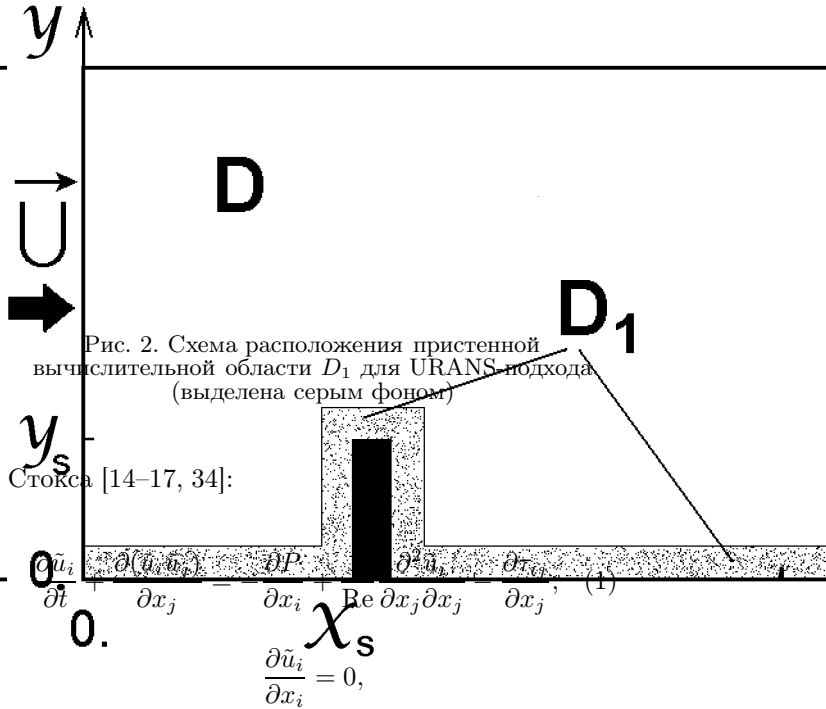
Цель настоящей работы – исследование влияния различных внешних условий на нестационарное трехмерное турбулентное течение с поперечной преградой на пластине на основе гибридного LES/URANS-подхода, что является развитием работ [8, 34].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ LES

Модель состоит в следующем:

1) турбулентный поток вязкой несжимаемой жидкости при нулевом продольном градиенте давления на внешней границе с постоянными свойствами течет на участке $0 \leq X \leq X_k$ над полубесконечной пластиной с поперечной двумерной преградой; максимальная скорость внешнего потока U_0 ; высота преграды S ; ее длина $0.25S$; стенки пластины и преграды имеют пренебрежимо малую шероховатость; (принципиальная схема течения – на рис. 1); 2) исследуется трехмерное турбулентное течение при числе Рейнольдса $Re=U_0S/\nu=10500$ для преграды, числе Рейнольдса $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$ для турбулентного пограничного слоя при $X=0$ ($\delta = \{1; 3; 5\}$; $u_* = \{0.052; 0.0465; 0.0442\}$); 3) задача рассматривается в конечной трехмерной вычислительной области с заданными граничными условиями; 4) все параметры и уравнения представлены в безразмерном виде.

Уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости представим в виде обезразмеренных фильтрованных нестационарных уравнений Навье-



где $\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{u}_3$ (или $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$) – фильтрованные компоненты вектора скорости вдоль координатных осей x, y, z ; P – обобщенное фильтрованное давление; τ_{ij} и P пронормированы на плотность несжимаемой жидкости, все переменные обезразмерены с помощью величин S и U_0 .

Тензор подсеточных напряжений τ_{ij} параметризуется на основе динамической подсеточной модели [10, 34]. Для расчета используется преобразование координат ($y = \eta$, при $\eta \leq 3$ и $y = 3 + 6\{(\eta - 3)/2\}^{1.257}$, при $3 < \eta \leq 5$), которое связывает регулярную, равномерную, не зависящую от времени разностную сетку ($\Delta\eta = \tilde{\Delta}_S$) в вычислительной области с физической областью D_1 с неравномерной сеткой по направлению к внешней границе. Для шагов вычислительной сетки задаем: $\Delta x = \Delta\eta = \Delta z = \tilde{\Delta}_S$. В рамках LES-подхода каждое из уравнений (1) дискретизируется на прямоугольной расчетной сетке в вычислительной области $D = \{[0 \leq x \leq x_k; 0 \leq \eta \leq \eta_k] \text{ минус } [x_s < x < x_d; 0 < \eta < \eta_s]; 0 \leq z \leq z_k\}$, где $x_s=13.$; $x_d = x_s+0.25$; $\eta_s=1$; $x_k=40$; $\eta_k=5$; $z_k=7$. В численном методе используется $\{N_x; N_y; N_z\} = \{801; 101; 141\}$ сеточных точек. Для шага сетки задаем $\tilde{\Delta}_S=0.05$; размеры вычислительной области $\{x_k = 40; \eta_k = 5(y_k = 9); z_k = 7\}$ и высота преграды $\eta_s=1$ ($y_s=1$). Для вычисления коэффициента поверхностного трения, применяемого в представленной LES, используется двумерный URANS-подход для области D_1 (рис. 2). Описание граничных условий и деталей числен-

ного метода для LES и URANS имеют полностью аналогичный работе [34] вид.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Используя гибридный LES/URANS-подход, проведены расчеты параметров турбулентного течения перед, над и за преградой для числа Рейнольдса $Re=10500$ при принятых наборах параметров на входе в вычислительную область $Re_\delta=\{10500; 31500; 52500\}$; $\delta=\{1; 3; 5\}$; $u_*=\{0.052; 0.0465; 0.0442\}$. Для вычислений использовался компьютер INTEL PENTIUM COREi5 с тактовой частотой 4 ГГц и оперативной памятью 4 Гб. Статистика была собрана на каждом шаге по времени в процессе расчета полностью нестационарного режима течения. Для одного варианта параметров на входе в вычислительную область было произведено 20000 шагов по времени с $\Delta t=0.03$ за промежуток времени $T_{oc}=600$. Время расчета задачи равно 45 часам 35 минутам.

Для обработки численной информации в представленном исследовании применяется осреднение по большому промежутку времени T_{oc} и по z . Поэтому трактование вида вихря, определение местоположения и размеров вихревых образований в пространстве будет иметь относительно условный характер, непосредственно связанный с методом осреднения параметров турбулентного течения и выбором критерия идентификации вихрей. Определение надежности полученных результатов реализовано при расчете течения на отрезке $t=\{0-600\}$. Результаты вычислений (осредненные по z и большому промежутку времени, равному 200) на отрезке $t=\{200-400\}$ практически равны результатам для случаев $t=\{0-200\}$ и $t=\{400-600\}$, а также полностью соответствуют аналогично осредненным данным экспериментальной работы [1] для случая $Re=Re_\delta=10500$. На основе численных расчетов при $Re=Re_\delta=10500$ установлено, что абсолютное значение длины присоединения (для величин, осредненных по z и по промежутку времени $t=200$) равно $\bar{x}_R = x_R - x_d=13.6$, где x_R – точка присоединения оторвавшегося после преграды течения, \bar{x}_R соответствует максимальному продольному размеру большой области рециркуляции. Проведен ряд расчетов [8, 18, 34] при различных значениях параметра Re для определения адекватности численного алгоритма. Результаты вычислений ($Re=Re_\delta=10500$) хорошо согласуются с экспериментальными данными других авторов. В настоящее время для принятой постановки задачи ($Re=10500$) у нас нет в наличии соответствующих

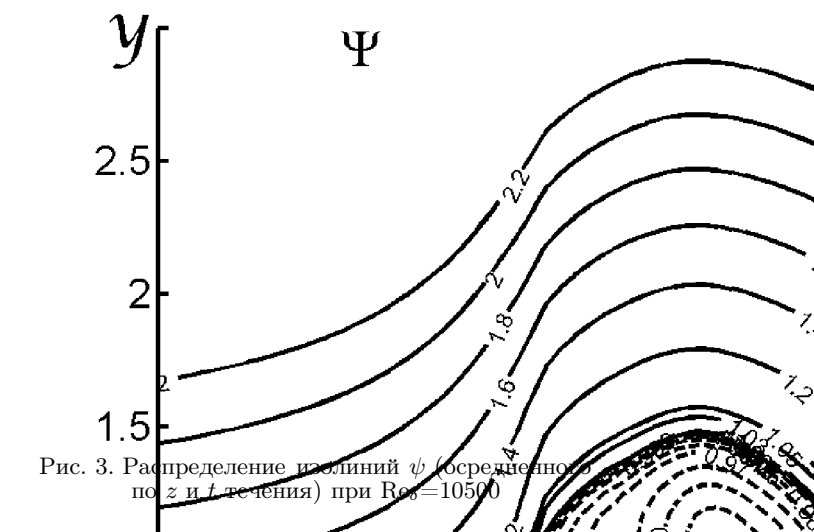


Рис. 3. Распределение изолиний ψ (осредненно по z и t течения) при $Re_\delta=10500$

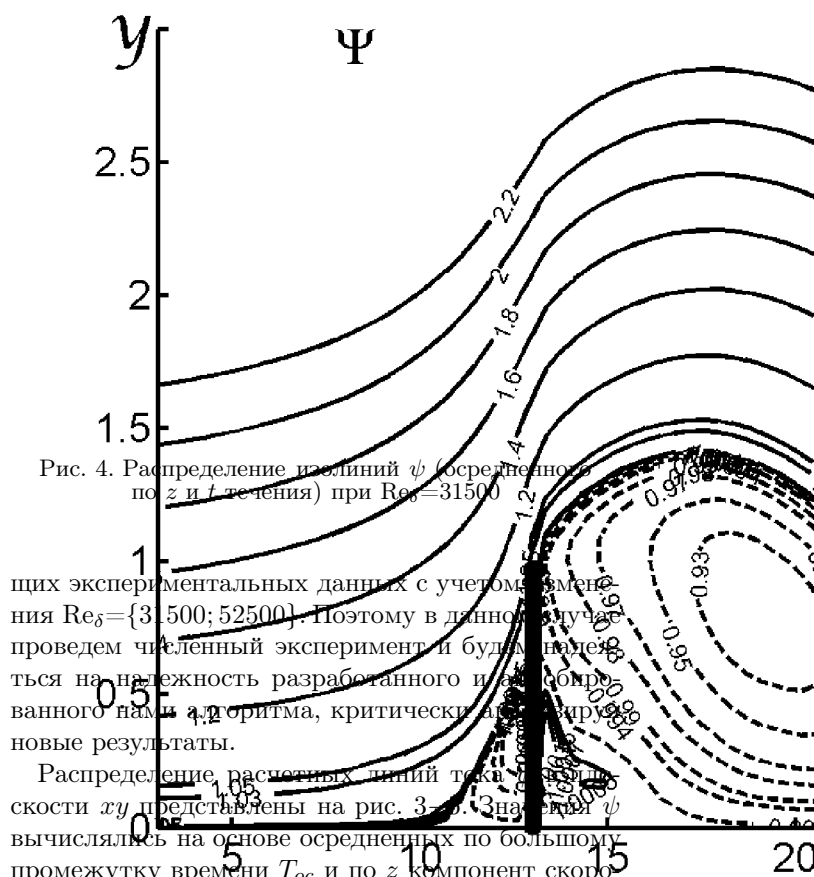


Рис. 4. Распределение изолиний ψ (осредненно по z и t течения) при $Re_\delta=31500$

пких экспериментальных данных с учетом изменения $Re_\delta=\{31500; 52500\}$. Поэтому в данном случае проведем численный эксперимент и будем надеяться на надежность разработанного и апробированного нами алгоритма, критически анализируя новые результаты.

Распределение расчетных линий тока в плоскости xy представлены на рис. 3–5. Знаки ψ вычислялись на основе осредненных по большому промежутку времени T_{oc} и по z компонент скорости. Совокупность линий тока отображает развитие вихревых структур при различных значениях $Re_\delta=\{10500; 31500; 52500\}$ в турбулентном тчении с преградой на стенке для $Re=10500$. И аналогично, распределение изолиний ω_z показано на рис. 6–8. Линии тока среднего течения в плоскости xy при $Re_\delta=10500$ представлены на рис. 3. На-

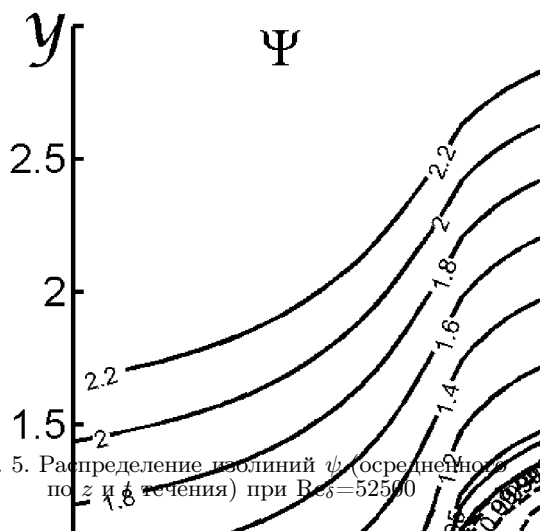


Рис. 5. Распределение изолиний ψ (среднего по z и t течения) при $Re_\delta=52500$

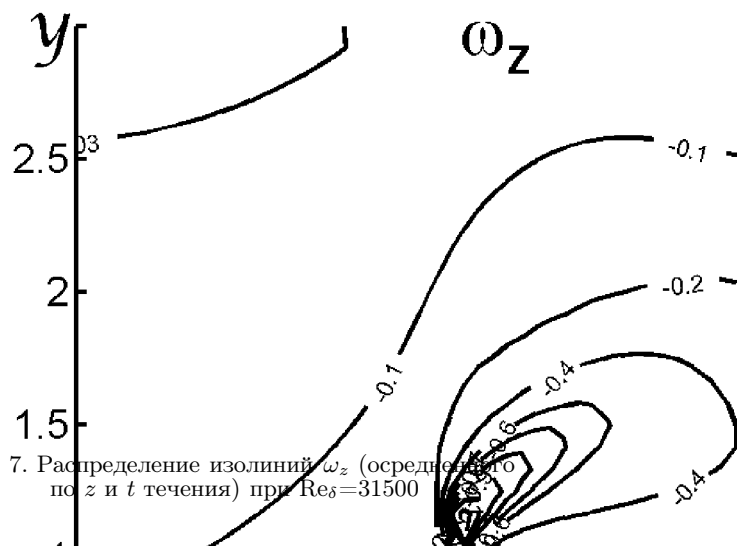


Рис. 7. Распределение изолиний ω_z (среднего по z и t течения) при $Re_\delta=31500$

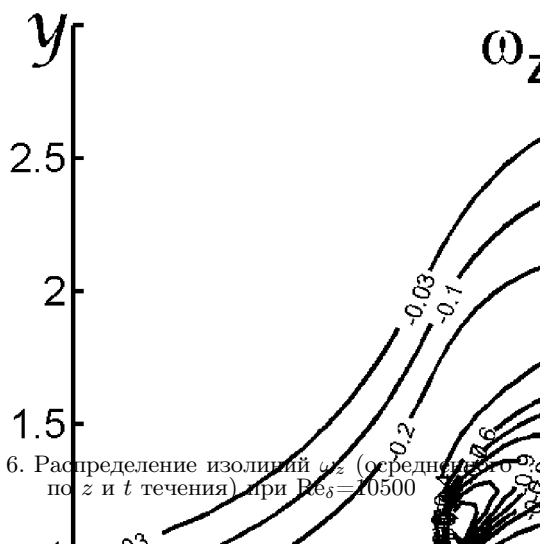


Рис. 6. Распределение изолиний ω_z (среднего по z и t течения) при $Re_\delta=10500$

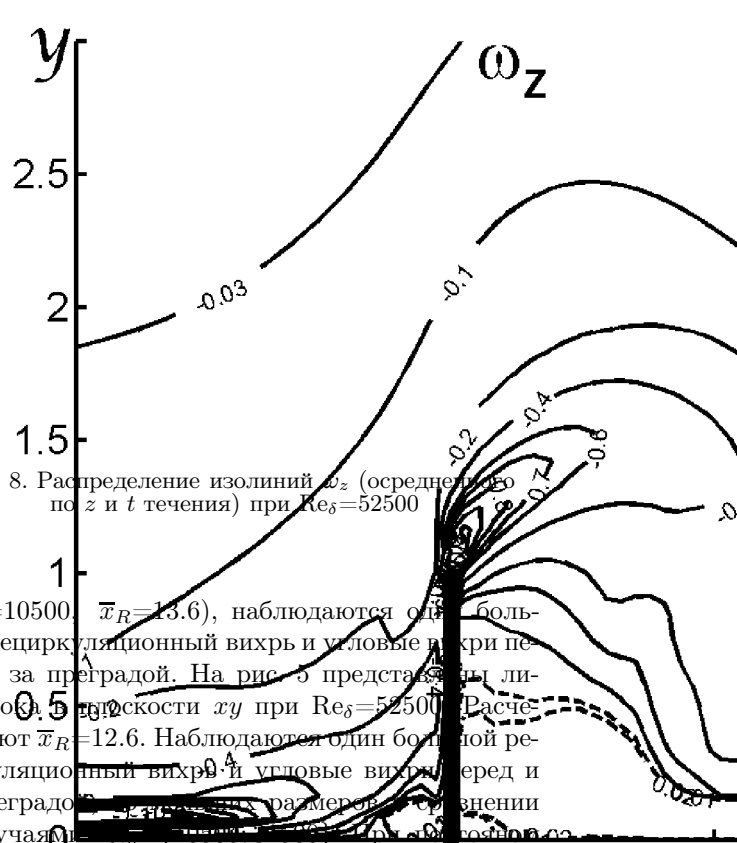


Рис. 8. Распределение изолиний ω_z (среднего по z и t течения) при $Re_\delta=52500$

наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и угловые вихри перед и за преградой. Центр углового вихря перед преградой имеет координаты $x=x_0=0.4$; $y=0.25$ и вращение происходит по часовой стрелке (прерывистая кривая). В свою очередь, центр углового вихря за преградой имеет координаты $x=x_1=0.6$; $y=0.33$ и вращение реализуется по противочасовой стрелке (прерывистая кривая). Абсолютное значение длины присоединения равно $\bar{x}_R=13.6$. Направление вращения углового вихря за преградой и в зоне рециркуляции противоположны. На рис. 3 – 5 прерывистыми линиями определены вихревые структуры с вращением по часовой стрелке. Распределение линий тока среднего течения при $Re_\delta=31500$ показано на рис. 4. Абсолютное значение длины присоединения равно $\bar{x}_R=13$. Так же как и на рис. 3

($Re_\delta=10500$, $\bar{x}_R=13.6$), наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и угловые вихри перед и за преградой. На рис. 5 представлены линии тока скорости xy при $Re_\delta=52500$. Расчеты дают $\bar{x}_R=12.6$. Наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и угловые вихри перед и за преградой. При увеличении значения высоты преграды и Re_δ в входных условиях приводит к последовательному уменьшению размеров рециркуляционной зоны \bar{x}_R и угловых вихрей перед и за преградой для параметров течения, осредненных по большому промежутку времени T_{oc} и по z . Компонента завихренности ω_z (среднего по z и t течения) определяется сле-

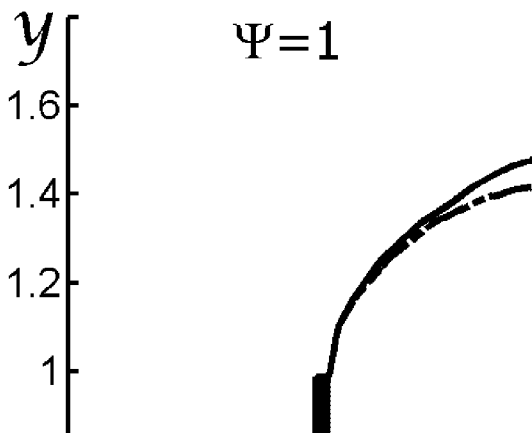


Рис. 9. Линии тока осредненного по z и t течения при $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$

дующим образом:

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \right),$$

где U, V – компоненты вектора скорости (осредненные по z и t). На рис. 6 показаны линии уровня компоненты завихренности ω_z в плоскости xy при $Re_\delta = 10500$. Перед, над и за вершиной преграды видно зарождение и развитие вдоль по потоку отрывного сдвигового слоя с образованием и продвижением вихреобразований, что соответствует наименьшим ω_z (наибольшим абсолютным значениям) перед и над вершиной преграды, а затем происходит присоединение потока при $x = 26.85$ ($\bar{x}_R = 13.6$). На рис. 7 представлены изолинии ω_z при $Re_\delta = 31500$. Влияние входных граничных условий наблюдается при изучении распределения завихренности перед, над и за преградой при сравнении с рис. 6 ($Re_\delta = 10500$). Это выражается в относительном уменьшении зон тех же линий уровней ω_z в сравнении со случаем $Re_\delta = 10500$. Присоединение потока происходит при $x = 26.25$ ($\bar{x}_R = 13$). На рис. 8 показаны линии уровня ω_z при $Re_\delta = 52500$. Происходит дальнейшее влияние величины Re_δ на уменьшение размеров зон тех же линий уровней ω_z для данного случая в сравнении с рис. 6, 7. После отрыва на вершине преграды происходит присоединение потока при $x = 25.85$ ($\bar{x}_R = 12.6$). На рис. 9 представлены распределения линий тока $\psi = 1.001$ при $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$, которые делят осредненное течение на основную часть и зоны рециркуляции. Абсолютное значение длин присоединения равно, соответственно, $\bar{x}_R = \{13.6; 13.; 12.6\}$. Явно прослеживается влияние входных грани-

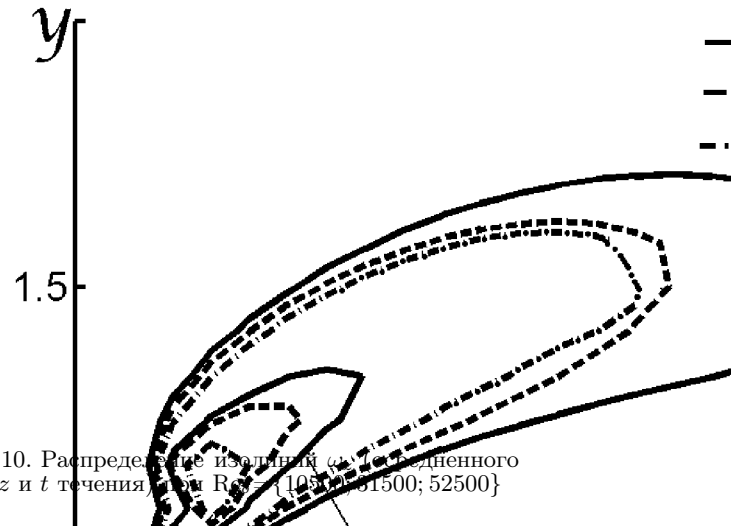


Рис. 10. Распределение изолиний ω_z осредненного по z и t течения при $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$

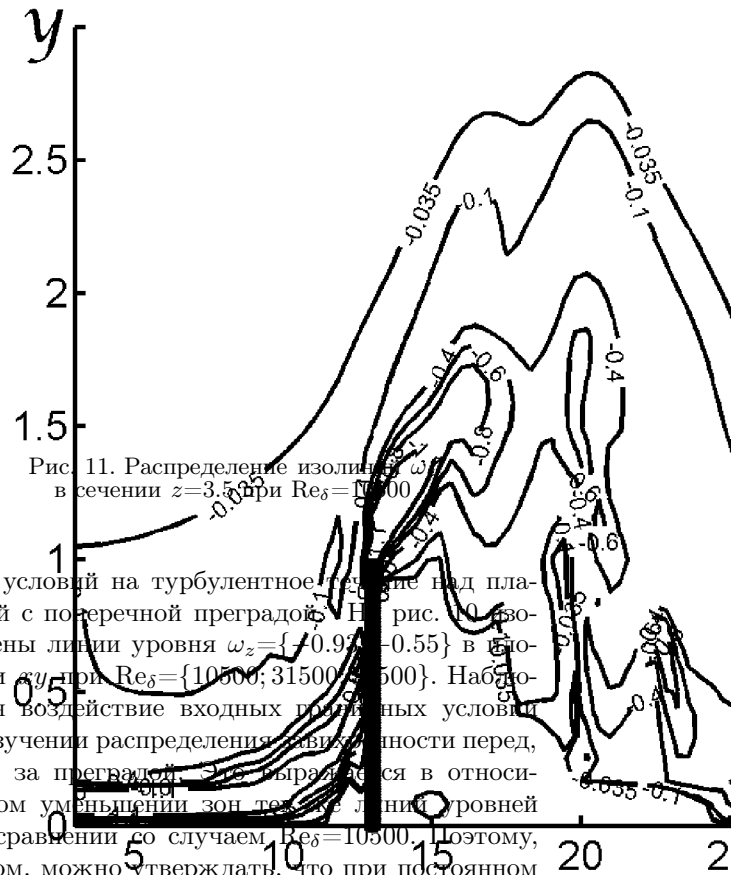


Рис. 11. Распределение изолиний ω_z в сечении $z = 3.5$ при $Re_\delta = 10500$

чных условий на турбулентное течение над пластиной с поперечной преградой. На рис. 10 изображены линии уровня $\omega_z = \{-0.9; -0.55\}$ в плоскости xy при $Re_\delta = \{10500; 31500; 52500\}$. Наблюдается воздействие входных граничных условий при изучении распределения завихренности перед, над и за преградой. Это выражается в относительном уменьшении зон тех же линий уровней ω_z в сравнении со случаем $Re_\delta = 10500$. Поэтому, в целом, можно утверждать, что при постоянном значении высоты преграды и $Re = 10500$ увеличение толщины пограничного слоя и Re_δ во входных условиях приводит к последовательному уменьшению размеров зон тех же линий уровней ω_z для параметров течения, осредненных по большому промежутку времени T_{oc} и по z .

В качестве примера трехмерного характера ра-

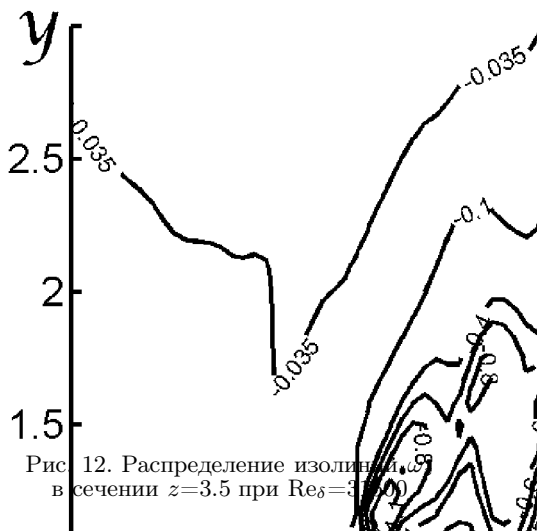


Рис. 12. Распределение изолиний ω_z в сечении $z=3.5$ при $Re_\delta=10500$

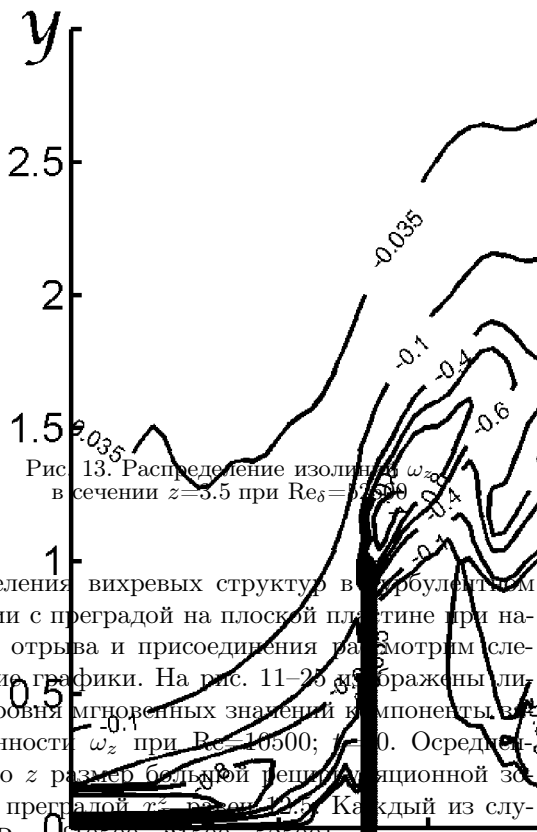


Рис. 13. Распределение изолиний ω_z в сечении $z=3.5$ при $Re_\delta=31500$

распределения вихревых структур в турбулентном течении с преградой на плоской пластине при наличии отрыва и присоединения рассмотрим следующие графики. На рис. 11–25 изображены линии уровня мгновенных значений компоненты завихренности ω_z при $Re_\delta=10500$; 31500 ; 52500 . Осредненный по z размер большой решетки расчетной зоны за преградой $x^* \in [0; 25]$. Каждый из случаев $Re_\delta \in \{10500; 31500; 52500\}$ соответственно представлен на рис. 11–13 в виде линии уровня мгновенных значений компоненты завихренности $\omega_z = \{-1.1; -0.8; -0.6; -0.4; -0.1; -0.035\}$ в плоскости xy при $t=40$ для сечения $z=3.5$. Для каждого Re_δ характерно свое развитие мгновенных характеристик вихревых структур перед, над и за вершиной препятствия в турбулентном течении. Это есть следствие существования широкого спектра вихрей по величине отрывного сдвигового слоя и их взаимодействия с вихревыми структурами из области впадины по течению от преграды. Наблюдается картина, которая подтверждает вывод для рис. 10. Компонента завихренности ω_z мгновенных значений определяется следующим образом:

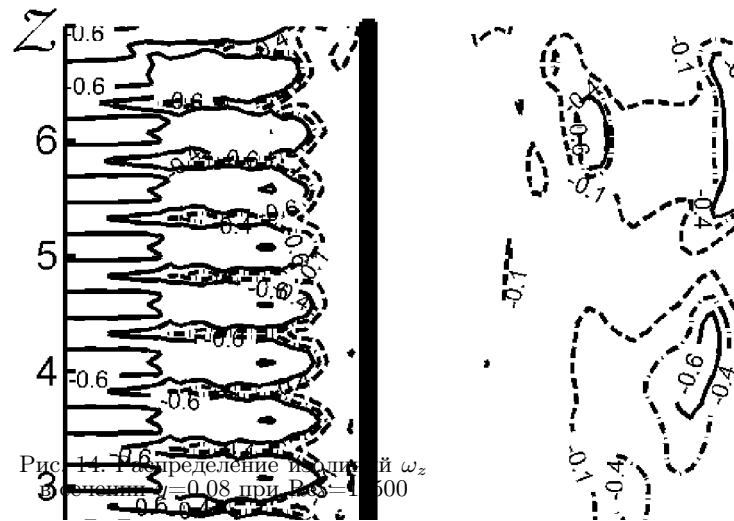


Рис. 14. Распределение изолиний ω_z в сечении $z=3.5$ при $Re_\delta=10500$

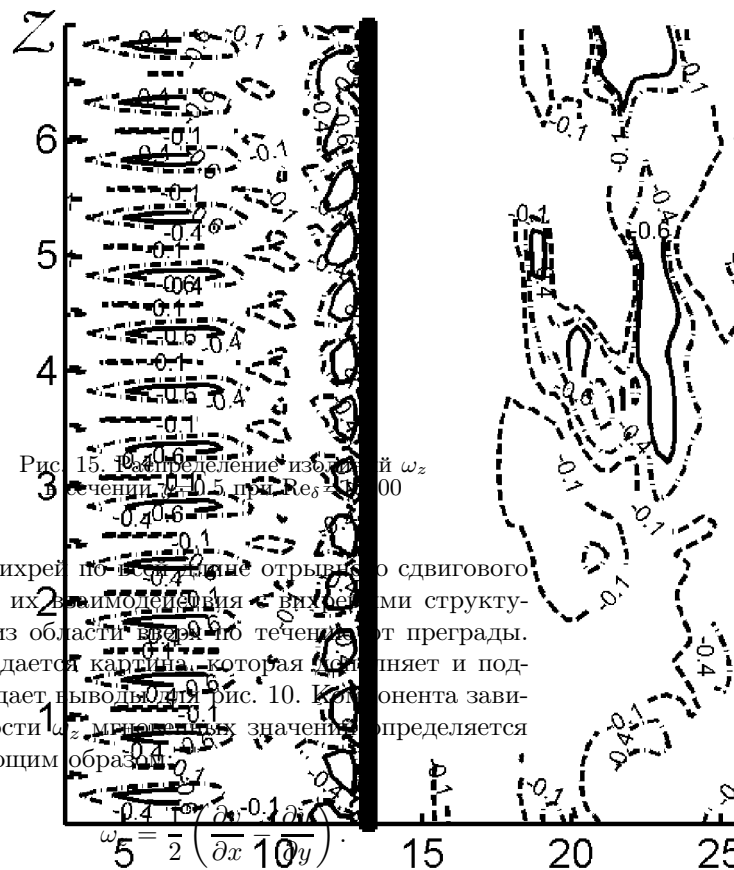


Рис. 15. Распределение изолиний ω_z в сечении $z=3.5$ при $Re_\delta=31500$

На рис. 14–25 изображены линии уровня мгновенных значений компоненты завихренности $\omega_z = \{-0.6; -0.4; -0.1\}$ в плоскости xz при $t=40$ в различных сечениях по $y = \{0.08; 0.5; 1; 1.5\}$ для случаев $Re_\delta \in \{10500; 31500; 52500\}$. Отметим, что плоская вершина преграды находится на высоте $y=1$.

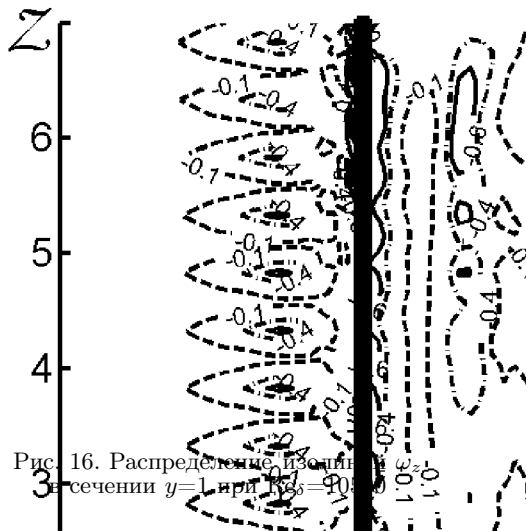


Рис. 16. Распределение изолиний мгновенных значений ω_z по сечению $y=1$ при $Re_\delta=10500$

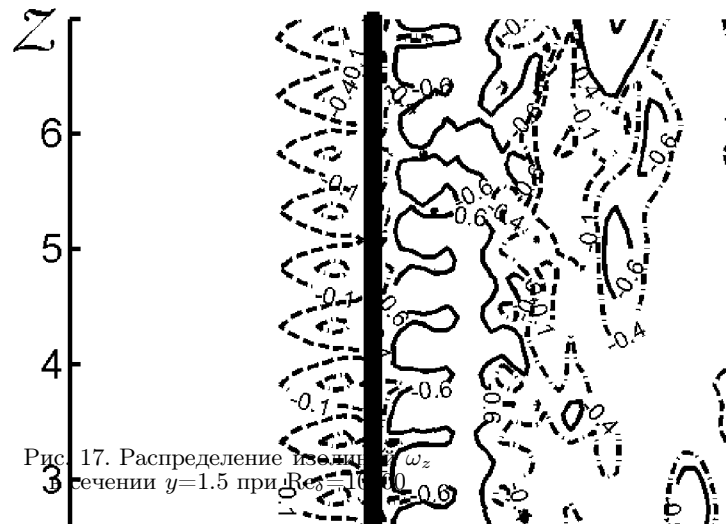


Рис. 17. Распределение изолиний мгновенных значений ω_z по сечению $y=1.5$ при $Re_\delta=10500$

На рис. 14 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.08$ при $Re_\delta=10500$. Вблизи поверхности вдоль оси x перед преградой наблюдаются продолговатые структуры, периодические по z . На мерном приближении к зоне отрыва турбулентного пограничного слоя ($10 < x < 11$) форма вихревых структур изменяется до более округлой формы, а в том же сечении $x=11$ перед преградой величина вихренности резко уменьшается. За преградой вихревые структуры расположены хаотически и их максимальные значения ω_z в большей мере сосредоточены вблизи зоны вновь присоединения течения ($21 < x < 26$) и за ней. Осредненный по z размер большой рециркуляционной зоны за преградой x_R^z равен 12.5. На рис. 15 видны линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.5$. Наблюдаются различные конфигурации вихревых структур вдоль по потоку. Вдоль оси x продолговатые структуры постепенно превращаются в округлые формы (периодические по z) перед преградой, а за ней хаотическим образом размещаются вихревые образования различных форм.

На рис. 16 показаны линии уровня ω_z по сечению $y=1$. Перед преградой уже наблюдаются продолговато-округлые образования (вытянутые вдоль оси x и периодические по z). За преградой происходит увеличение области, занимаемой вихревыми структурами с большими абсолютными значениями ω_z , что характеризует действие отрывного сдвигового слоя за вершиной преграды в сечении $y=1$. Эти структуры расположены хаотически далее вдоль по потоку.

На рис. 17 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=1.5$. Такое ра-

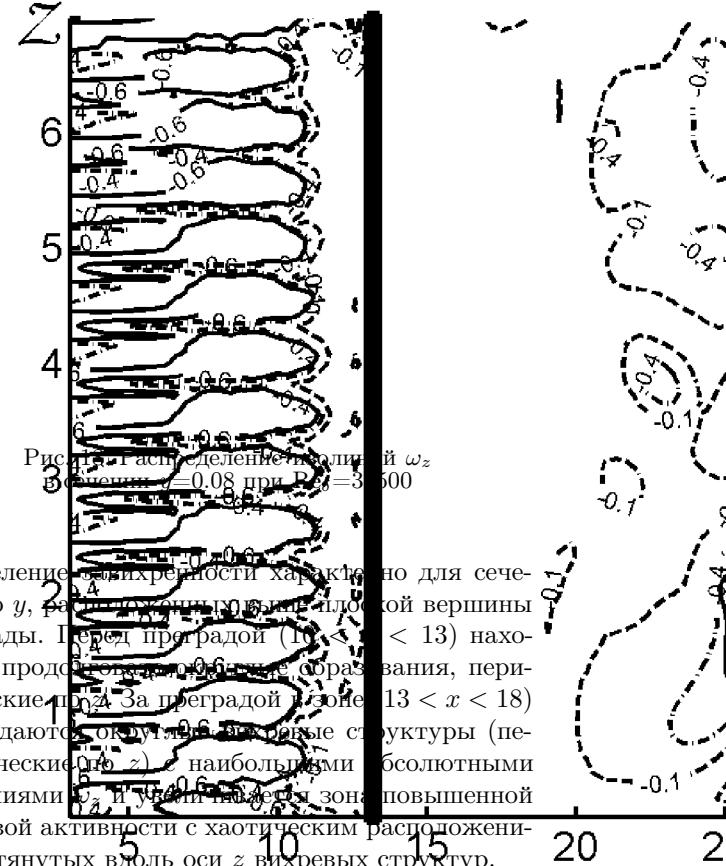


Рис. 18. Распределение изолиний мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.08$ при $Re_\delta=31500$

спределение вихренности характерно для сечений по y , расположенных выше плоской вершины преграды. Перед преградой ($10 < x < 13$) находятся продолговатые образования, периодические по z . За преградой в зоне $13 < x < 18$ наблюдаются округлые вихревые структуры (периодические по z) с наибольшими абсолютными значениями ω_z и в том же сечении зона повышенной вихревой активности с хаотическим расположением вытянутых вдоль оси z вихревых структур.

На рис. 18 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.08$ при $Re_\delta=31500$. Вблизи поверхности вдоль оси x перед преградой наблюдаются продолговатые структуры (периодические по z) заметно измененной конфигурации по сравнению с рис. 14 ($Re_\delta=10500$). Явно наблюдается влияние разных входных гра-

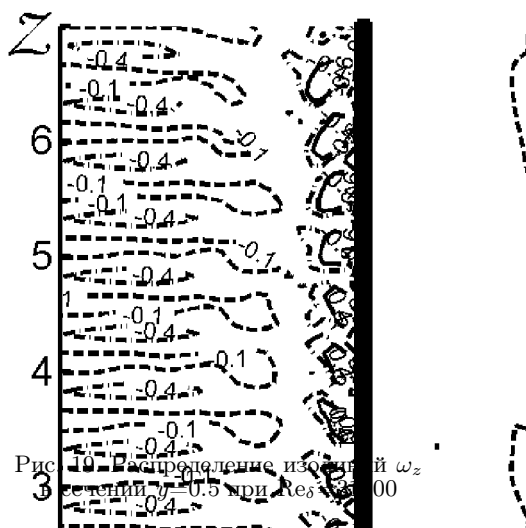


Рис. 19. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=0.5$ при $Re_\delta=10500$

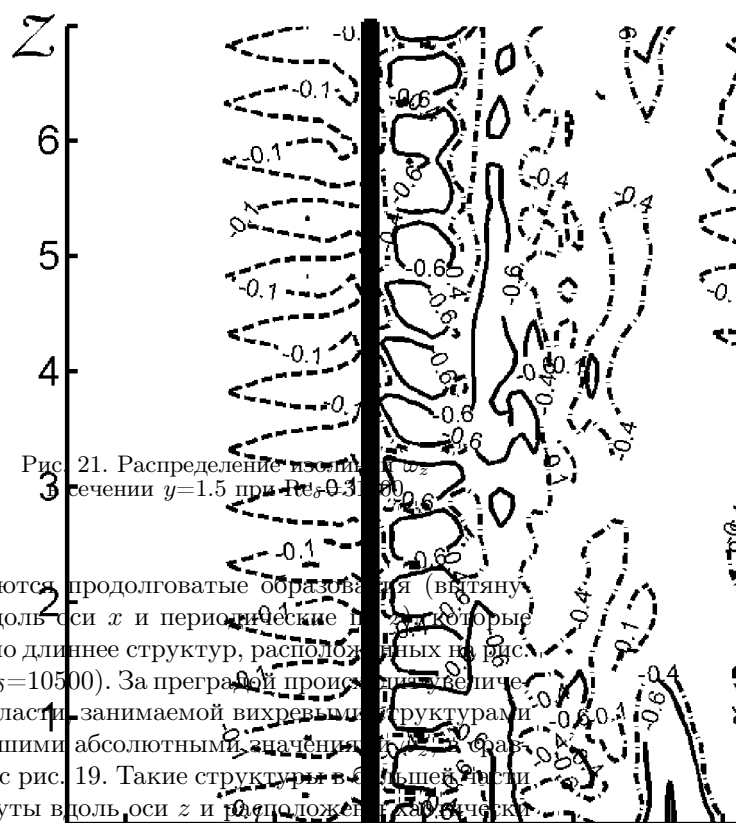


Рис. 21. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=1.5$ при $Re_\delta=31500$

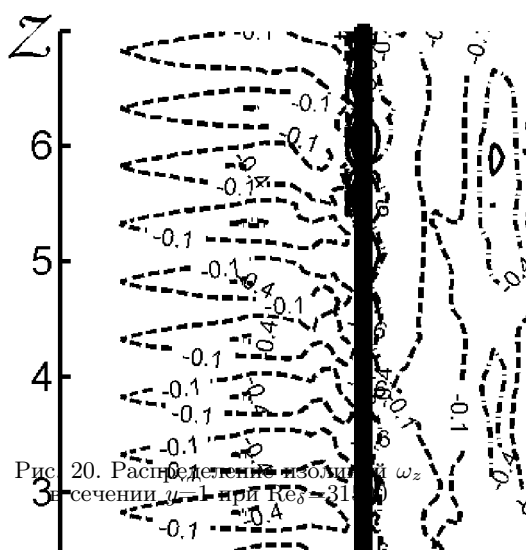


Рис. 20. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=1$ при $Re_\delta=31500$

ничных условий. Характер расположения вихревых структур за преградой остается таким же, как и для случая $Re_\delta=10500$. Средний по x размер большой рециркуляционной зоны за преградой также равен 12.5.

На рис. 19 видны линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.5$. Наблюдаются различные конфигурации вихревых структур вдоль по потоку. Вдоль оси x продолговатые структуры постепенно превращаются в округлые формы (периодические по z) перед преградой. При $Re_\delta=31500$ прослеживаются два ряда вихревых образований округлой формы, которые параллельны преграде, а за ней все так же хаотическим образом размещаются структуры различных форм.

На рис. 20 показаны линии уровня ω_z по сечению $y=1$. При $Re_\delta=31500$ перед преградой уже на-

блюдаются продолговатые образования (вытянутые вдоль оси x и периодические по z), которые заметно длиннее структур, расположенных на рис. 16 ($Re_\delta=10500$). За преградой происходят увеличение области, занимаемой вихревыми структурами с большими абсолютными значениями ω_z в сравнении с рис. 19. Такие структуры в большей степени вытянуты вдоль оси z и расположены хаотичнее, далее вдоль по потоку.

На рис. 21 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=1.5$ (выше плоской вершины преграды). Перед преградой ($8 < x < 13$) сосредоточены периодические и продолговатые структуры, которые имеют больший размер в сравнении с рис. 17 ($Re_\delta=10500$). За преградой в зоне ($13 < x < 17$) наблюдаются округлые вихревые образования (периодические по z) с наибольшими абсолютными значениями ω_z и увеличивается зона повышенной вихревой активности с хаотическим расположением вытянутых вдоль оси x вихревых структур в сравнении с рис. 20.

На рис. 22 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.08$ при $Re_\delta=52500$. Вблизи поверхности вдоль оси x перед преградой наблюдаются продолговатые структуры (периодические по z) заметно измененной конфигурации по сравнению с рис. 14 ($Re_\delta=10500$) и рис. 18 ($Re_\delta=31500$). Характер расположения вихревых структур за преградой остается таким же, как и для случая $Re_\delta=10500$. Размер большой рециркуляционной зоны за преградой x_R^z также равен 12.5.

На рис. 23 видны линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.5$. Вдоль оси x продолговатые структуры постепенно превращаются

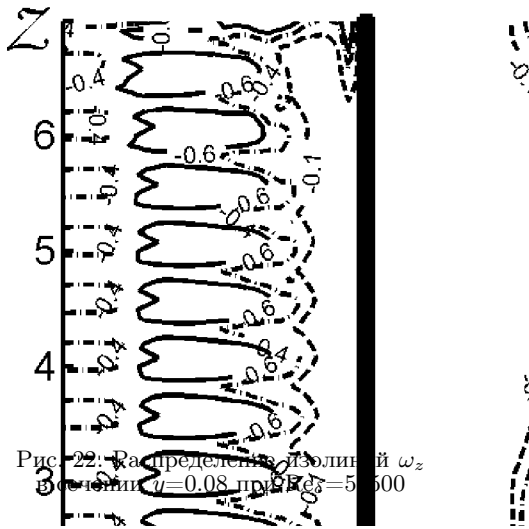


Рис. 22. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=0.08$ при $Re_\delta=52500$

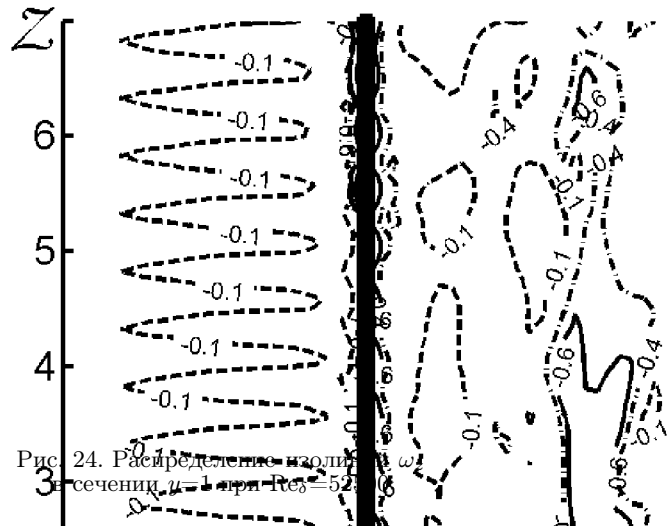


Рис. 24. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=1$ при $Re_\delta=52500$

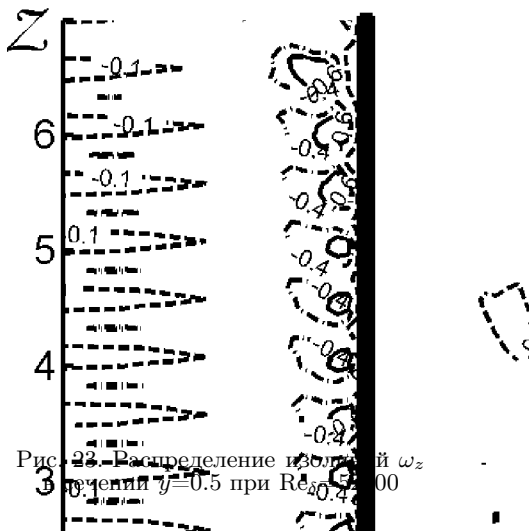


Рис. 23. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=0.5$ при $Re_\delta=52500$

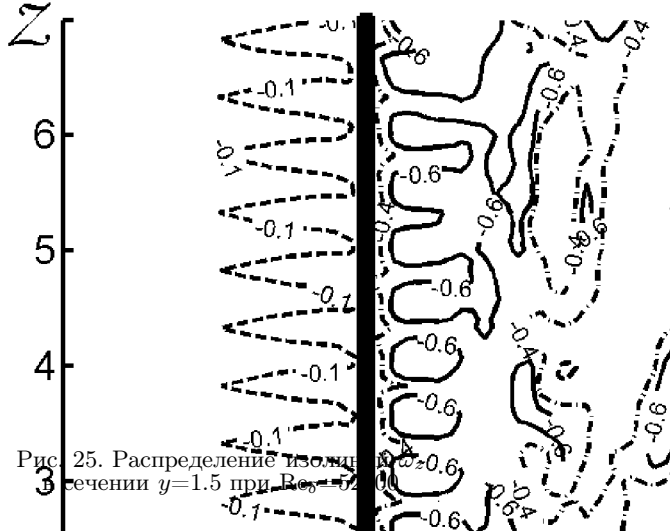


Рис. 25. Распределение изолиний ω_z по сечению $y=1.5$ при $Re_\delta=52500$

в округлые формы (периодические по z) перед преградой. При $Re_\delta=52500$ прослеживается только один ряд вихревых образований округлой формы, который параллелен преграде, за ней все так же хаотическим образом размещены структуры различных форм.

На рис. 21 показаны линии уровня ω_z по сечению $y=1$. При $Re_\delta=52500$ перед преградой ($5 < x < 13$) уже наблюдаются только продолговатые образования (вытянутые вдоль оси x и периодические по z), которые заметно длиннее структур, расположенных на рис. 16 ($Re_\delta=10500$) и рис. 20 ($Re_\delta=31500$). За преградой происходит увеличение области, занимаемой вихревыми структурами с большими абсолютными значениями ω_z , в сравнении с рис. 23. Эти образования в большей части вытянуты вдоль оси z и расположены хаотически

далее вдоль оси x .

На рис. 25 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=1.5$ (неподалеку от вершины преграды). Перед преградой ($5 < x < 13$) сосредоточены периодические продолговатые структуры, которые имеют тот же размер в сравнении с рис. 17 ($Re_\delta=10500$) и рис. 21 ($Re_\delta=31500$). За преградой в зоне ($13 < x < 15$) наблюдаются округлые вихревые образования (периодические по z) с наибольшими абсолютными значениями ω_z . Далее по потоку структуры в большей части вытянуты вдоль оси z и расположены хаотически.

Размер и местоположение различным способом определяемых вихревых образований для $Re=10500$; $Re_\delta=\{10500; 31500; 52500\}$ изменяется со временем разным образом. Поэтому очень тру-

дно выделить многократно повторяющиеся характерные полные фазы образования, развития и распада вихревых структур с приблизительно равными амплитудами величин в каждой фазе для проведения фазового осреднения. Для нашего случая за вершиной препятствия в турбулентном течении наблюдается широкий спектр вихрей по всей длине отрывного сдвигового слоя. Осцилляции отрывного сдвигового слоя из-за взаимодействия с вихрями из области вверх по течению от преграды очень сильны. Можно сделать вывод о том, что не существует квазирегулярного испускания вихревых структур, вытянутых вдоль оси z (от края и до края вычислительной области). С полной уверенностью можно утверждать, что при обтекании "двумерного" препятствия (с геометрической симметрией вдоль оси z) турбулентным потоком не существует аналогичных "двумерных" вихревых структур в пространстве и времени. Это согласуется с общим понятием о том, что турбулентность всегда трехмерна и нестационарна.

Представление полученных численных результатов в таком виде объясняется тем, что одной из целей настоящей работы является изучение свойств численного алгоритма решения задачи о турбулентном течении с преградой (при первоначальном турбулентном пограничном слое несжимаемой жидкости с различными Re_δ) в большой вычислительной области {40; 9; 7}. Ограниченные размеры данной статьи не позволяют представить целиком большой объем полученных данных. Влияние входных граничных условий на трехмерный нестационарный процесс формирования когерентных структур и выбор соответствующих критериев идентификации (Q, H, Δ) будут исследованы в следующей статье.

ВЫВОДЫ

В данной работе на основе гибридного LES/URANS-подхода, разработанного в исследованиях [8, 34], проведены расчеты величин турбулентного течения перед, над и за преградой для числа Рейнольдса $Re=10500$ при различных условиях на "входе" в вычислительную область. В модели все параметры и уравнения имеют безразмерный вид. Численная модель содержит три основных параметра: 1) число Рейнольдса преграды Re ; 2) число Рейнольдса турбулентного пограничного слоя Re_δ при $x=0$; 3) динамическая скорость u_* при $x=0$.

Впервые в рамках гибридного LES/URANS-подхода для отрывного нестационарного трехмерного турбулентного течения несжимаемой жидко-

сти с поперечной преградой на стенке для ряда параметров ($Re=10500$; $Re_\delta=\{10500; 31500; 52500\}$; $\delta=\{1; 3; 5\}$; $u_*=\{0.052; 0.0465; 0.0442\}$) получены численные значения: компонент скорости, распределений линий тока, изолиний завихренности, длины присоединения для зоны рециркуляции и размеров угловых вихрей перед и за преградой для мгновенных и осредненных по большому промежутку времени и z величин. Установлено, что рост толщины пограничного слоя на "входе" ведет к последовательному уменьшению размеров зон тех же линий уровней компоненты завихренности ω_z для параметров течения, осредненных по большому промежутку времени T_{oc} и по z . При постоянном значении высоты преграды и $Re=10500$ увеличение толщины пограничного слоя и Re_δ во входных условиях приводит к уменьшению размеров рециркуляционной зоны \bar{x}_R и угловых вихрей перед и за преградой для величин, осредненных по T_{oc} и по z . Для $Re_\delta=\{10500; 31500; 52500\}$ существует прямая зависимость с абсолютным значением длины присоединения за преградой $\bar{x}_R=\{13.6; 13; 12.6\}$. Во всей рассматриваемой области течения с преградой не обнаружено квазирегулярного испускания вихревых структур, вытянутых вдоль оси z (от края и до края вычислительной области).

Правильная взаимосвязь входных условий (численно-аналитический способ задания), сравнительно большой размер вычислительной области (особенно в поперечном направлении z), адекватность и точность численного алгоритма гибридного LES/URANS-подхода позволила получить новые результаты о трехмерном нестационарном распределении вихревых структур определенных конфигураций перед, над и за преградой. Общая картина эволюции вихревых структур вдоль по потоку с учетом изменений в граничных условиях (толщины турбулентного пограничного слоя и распределения мгновенной скорости) на "входе" в вычислительную область заключается в следующем:

- i) увеличение толщины пограничного слоя приводит к уменьшению как зоны отрыва перед преградой, так и рециркуляционной области за ней;
- ii) рост Re_δ на "входе" влечет за собой уменьшение зоны мощных вихрей, расположенной вертикально над вершиной преграды и на незначительном удалении за ней;
- iii) при всех выбранных δ сохраняется конфигурация вытянутых вдоль основного потока вихревых образований с периодичностью по поперечной координате z до места отрыва течения перед преградой;

iv) за преградою при всіх Re_δ повністю змінюється розташування вихревих образунків: не спостерігається переобладнання витягнутих вздовж осі x структур і немає періодичності по z для $y < 1$ (ниже вершини прегради) в обчислювальній області;

v) ріст Re_δ на "вході" призводить до посилення періодичності по z при розташуванні вихревих структур за преградою і вище неї для $y > 1.5$.

При обтеканні турбулентним потоком "двумерної" прегради (с геометричної симетрії вздовж осі z) не виявлено "двумерних" вихревих структур в обчислювальному просторі при всіх обраних товщинах пограничного шару δ на "вході".

- Siller H., Fernholz H. Control of separated flow downstream of a two-dimensional fence by low-frequency forcing // Appl.Sci.Res.– 1997.– v.57.– P. 309–318.
- Good M., Joubert P. The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers // J.Fluid.Mech.– 1968.– v.31.– P. 547–582.
- Siller H., Fernholz H. Separation behavior in front of two-dimensional fence // Eur.J.Mech.B-Fluids.– 2001.– v.20,N5.– P. 727–740.
- Hudy L., Naguiba A., Humphreys W. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements // Phys.Fluids.– 2007.– v.19.– P. 024103.
- Ranga Raju K., Loeser J., Plate E. Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates // J.Fluid.Mech.– 1976.– v.76(2)– P. 383–399.
- Siller H., Fernholz H. Manipulation of the reverse-flow region downstream of a fence by spanwise vortices // Eur.J.Mech.B-Fluids.– 2007.– v.26,N2.– P. 236–257.
- Aoki K., Kanba K., Takata S. Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate // Phys.Fluids.– 1997.– v.9,N4.– P. 1144–1161.
- Кузьменко В.Г. Численне моделювання турбулентного пристенного течія з преградою на основі гібридного LES/RANS-підходу // Прикладна гідромеханіка.– 2011.– 13(85), N3.– С. 48–60.
- Orellano A., Wengle H. Numerical simulation (DNS and LES) of manipulated turbulent boundary layer flow over a surface-mounted fence // Eur.J.Mech.B-Fluids.– 2000.– v.19,N5.– P. 765–788.
- Germano M.,Piomelli U.,Moin P.,Cabot W. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // Phys.Fluids A.– 1991.– v.3,N7.– P. 1760–1765.
- Piomelli U. High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model // Phys.Fluids A.– 1993.– v.5,N6.– P. 1484–1490.
- Meneveau C.,Katz J. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation // Annu.Rev.Fluid.Mech.– 2000.– v.32.– P. 1–32.
- Piomelli U., Balaras E. Wall-layer models for Large-Eddy Simulations // Annu.Rev.Fluid.Mech.– 2002.– v.34.– P. 349–374.
- Кузьменко В.Г. Численне трьохмерне моделювання турбулентного пограничного шару в режимі розвинутої шероховатості на основі LES-технології // Прикладна гідромеханіка.– 2002.– 4(76), N3.– С. 31–41.
- Кузьменко В.Г. Численне трьохмерне моделювання турбулентного пограничного шару в режимі проміжної шероховатості // Прикладна гідромеханіка.– 2003.– 5(77), N2.– С. 27–36.
- Кузьменко В.Г. Численне трьохмерне моделювання турбулентного пограничного шару на основі економічної LES-технології // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– 6(78), N1.– С. 19–24.
- Кузьменко В.Г. Динамічні підсеточні моделі для LES-технології // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– 6(78), N3.– С. 22–27.
- Кузьменко В.Г. Численне моделювання турбулентного течія з отривом в асиметричному каналі на основі гібридної LES/RANS-технології // Прикладна гідромеханіка.– 2010.– 12(84), N3.– С. 24–36.
- Шлихтинг Г. Теорія пограничного шару.– М.: Инлит, 1956.– 528 с.
- Бабенко В.В.,Канарський М.Б.,Коробов Б.И. Пограничний шар на еластичних пластинах.– К.: Наукова думка, 1993.– 262 с.
- Ligrani P.,Moffat R. Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers // J.Fluid.Mech.– 1986.– v.162.– P. 69–98.
- Ротта И.К. Турбулентний пограничний шар в нежвабчій рідині.– Л.: Судостроеніє, 1967.– 232 с.
- Кузьменко В.Г. Численне моделювання нестационарного турбулентного течія з отривом над впадиною і всередині впадини // Прикладна гідромеханіка.– 2009.– 11(83), N3.– С. 28–41.
- Breuer M. Wall models for LES of separated flows // ERCOFTAC Bulletin.– 2007.– N72.– P. 13–18.
- Hoyas S., Jimenez J. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_\tau=2003$ // Phys.Fluids.– 2006.– v.18.– P. 011702.
- Diurno G.V.,Balaras E.,Piomelli U. Wall-layer models of separated flows // In Modern simulation strategies for turbulent flux, ed. B.Geurts.– Philadelphia.– 2001.– P. 207–222.
- Perry A.E., Henbest S.M., Chong M.S. A theoretical and experimental study of wall turbulence // J.Fluid.Mech.– 1986.– v.165.– P. 163–199.
- Zhou J., Adrian R., Balachandar S. Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow // Phys.Fluids.– 1996.– v.8.– P. 288–305.
- Jakirlic S. Wall modelling in LES: method development and application // ERCOFTAC Bulletin.– 2007.– N72.– P. 5–6.
- Fubery C. On LES and DES of wall bounded flows // ERCOFTAC Bulletin.– 2007.– N72.– P. 67–72.
- DeGraaf D., Eaton J. Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer // J.Fluid.Mech.– 2000.– v.422.– P. 319–346.
- Kaltenbach H. A priori testing of wall models for separated flows // Phys.Fluids.– 2003.– v.15,N10.– P. 3048–3064.
- Кузьменко В.Г. Численне моделювання турбулентного течія з отривом за зворотним уступом // Прикладна гідромеханіка.– 2007.– 9(81), N4.– С. 37–48.

34. Кузьменко В.Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с преградой на основе гибридного LES/URANS-подхода // Прикладна гідромеханіка.– 2013.– **15(87)**, N2.– С. 22–36.
35. Klebanoff P.S., Claveland W.G., Tidstrom K.D. On the evolution of a turbulent boundary layer induced by a three-dimensional roughness element // J.Fluid.Mech.– 1992.– v.237.– P. 101–187.
36. Perry A.E., Lim K.L., Henbest S.M. An experimental study of the turbulence structure in smooth- and rough-wall boundary layers // J.Fluid.Mech.– 1987.– v.177.– P. 437–468.
37. Balint J., Wallace J., Vukoslavcevic P. The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties // J.Fluid.Mech.– 1991.– v.228.– P. 53–86.
38. Hoyas S., Jimenez J. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_\tau = 2003$ // Phys. Fluids.– 2006.– V. 18.– P. 011702
39. Carlier J., Stasnislas M. Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry // J.Fluid Mech.– 2005.– v.535.– P. 143–158.
40. Natrajan V., Christensen The role of coherent structures in subgrid-scale energy transfer within the log layer of wall turbulence // Phys.Fluids.– 2006.– v.18.– P. 065104.
41. Spyropoulos E, Blaisdell G. Large-Eddy simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow // AIAA J.– 1998.– v.36, N11.– P. 1983–1990.
42. Бенюдекар Р., Годдард А., Госман А., Исса Р. Численный расчет турбулентного обтекания выступов на плоскости // Аэрокосмическая техника.– 1986.– N2.– С. 125–134.