

УДК 532.526

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТРЫВНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ. ЭВОЛЮЦИЯ ЭНЕРГИИ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР И ИХ РАЗМЕРОВ

В. Г. Кузьменко

*Институт гидромеханики НАН Украины
ул. Марии Капнист, 8/4, 03057, Киев, Украина
E-mail: KuzmenkoV@nas.gov.ua*

Получено 24.01.2019

С использованием гибридного LES/URANS подхода численно исследован нестационарный трехмерный турбулентный поток несжимаемой жидкости над прямоугольной двумерной преградой в пограничном слое. Для пристенных моделей применен конечно-разностный метод со вторым порядком точности аппроксимации. Отношение высоты преграды к длине составляло 4, число Рейнольдса для преграды $Re = 10500$, а число Рейнольдса для турбулентного пограничного слоя на «входе» – $Re_\delta = 10500$. Количество использованных сеточных узлов составило $1601 \times 101 \times 141 = 22799841$. Когерентные структуры идентифицированы посредством Q -критерия с отслеживанием пороговых величин $\{Q_{si}\}$ для всей области расчета. Численное моделирование выполнено для исследования Q -изоповерхностей, интегральных характеристик энергии и площади поперечных сечений организованных вихревых образований. В большой вычислительной зоне с продольным размером порядка 80 высот преграды обнаружены когерентные структуры разных масштабов и конфигураций. Наибольшие значения турбулентной энергии когерентных структур выявлены в зоне присоединения отрывного течения и его восстановления. На большом расстоянии за преградой все еще наблюдаются значительные величины турбулентной энергии, а ее максимумы близки к локальному максимуму энергии над преградой. Разработана новая методика обработки численных данных для эволюции случайных и когерентных образований различных масштабов, позволяющая определить предельные значения интегральных характеристик турбулентной энергии при разграничении разных типов вихрей на большом промежутке времени. Установлена сложная нелинейная связь между параметром когерентности Q , турбулентной энергией, размерами вихрей и их интегральными характеристиками на различных участках вдоль по течению, соответствующих турбулентному пограничному слою, отрыву, рециркуляционной зоне, присоединению, восстановлению.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: турбулентный пограничный слой, преграда, численный метод, когерентные структуры, критерий идентификации, эволюция

1. ВВЕДЕНИЕ

Современная гидромеханика изучает случайные и когерентные вихревые структуры разных масштабов в различных турбулентных течениях. При этом представляют интерес образования в пристенной турбулентности, обтекание преград, процессы в нестационарных трехмерных турбулентных течениях с отрывом и присоединением потока, связи между крупными и малыми масштабами вихрей, взаимозависимости случайных и когерентных образований разных масштабов.

Большое количество работ посвящено исследованию пространственной и временной эволюции когерентных вихревых структур [1–18]. Когерентные образования разделяются на три класса:

- i) динамические или остаточные образования, которые существуют в зарождающейся турбулентности (в стохастизирующихся течениях) и являются прямыми наследниками упорядоченных форм докритических стационарных или квазипериодических течений;
- ii) квазиравновесные структуры, которые существуют в не очень далеких от термодинамического равновесия хаотических течениях и рождаются из хаоса вследствие упорядочивающего действия тех или иных законов сохранения;
- iii) неравновесные структуры, существующие в развитой, но далекой от термодинамического равновесия турбулентности.

В пристенной и внешней зонах пограничного слоя обнаружены организованные структуры, имеющие свои характерные масштабы, формы и времена жизни. Заметим, что когерентные образования существуют уже при наименьших масштабах [4–12].

Для изучения организованных структур в экспериментальных исследованиях часто применяются статистические методы [4, 8–12, 19–21]. Прямые численные методы решения уравнений Навье–Стокса (DNS) определяют присутствие когерентных структур всех масштабов [13, 15, 22]. Использование LES (моделирование крупных вихрей) требует более внимательного подхода. Важно помнить, что вычислительная сетка для DNS намного мельче, чем для LES. Следовательно, минимальный размер когерентных структур, который может определить LES, ограничен размером вычислительной ячейки и шириной фильтра для подсеточной модели [14, 16, 19, 22–36].

Для выделения основных критериев идентификации когерентных структур применяют расчленение тензора градиентов скорости на симметричную Σ и антисимметричную Ω части. В работах [8–12] представлены следующие критерии:

- i) $\lambda_2 < 0$, где λ_2 – второе собственное значение характеристического уравнения для тензора $\Sigma^2 + \Omega^2$;
- ii) $Q > 0$, где Q – второй инвариант характеристического уравнения тензора градиентов скорости (завихренность преобладает над деформацией);
- iii) $\Delta > 0$, где $\Delta = (Q/3)^3 + (R/2)^2$ (критерий требует лишь наличия локального вращения);
- iv) $H > 0$, где $H = \vec{u} \cdot \vec{\omega}$ – спиральность (закручивание).

Сравнительный анализ существующих ныне методов идентификации [8–12, 16] выявил их неоднозначность и противоречивость при визуализации различных вихрей. Выбор порогового значения для каждого из критериев приводит к определению соответствующей трехмерной формы и размеров когерентной структуры. До сих пор не создан единый общепризнанный критерий идентификации когерентной вихревой структуры, ее внешней оболочки, слоев и ядра. Мало исследован вопрос о способе задания конкретного порогового значения для одной или нескольких величин. Полученные на основе различных критериев и пороговых значений визуализируемые когерентные структуры могут принимать разные конфигурации и размеры.

В современной научной литературе не исследовано влияние пороговых значений параметра Q на размер и форму когерентных структур, образующихся при обтекании преграды турбулентным потоком, на различных значимых участках, а именно: до отрыва, отрыв, зоны присоединения и восстановления. Также, необходима разработка новых методик для определения общей турбулентной энергии для мгновенных величин. Существуют большие проблемы при идентификации вихревых образований, разделении их на когерентные и случайные, определении соответствующих значений их энергий на основе поля скорости в заданный момент времени. Сейчас, отталкиваясь от результатов расчетов на основе DNS, LES или гибридных LES/URANS, пришло время анализировать мгновенные величины турбулентного режима. Для этого целесообразно определять некие интегральные характеристики эволюционного течения – турбулентную энергию различных видов вихревых структур и их линейных размеров – в каждый момент времени.

Цель данной работы состоит в исследовании проблемы трехмерной идентификации и визуализации разномасштабных когерентных структур с определением их интегральных характеристик когерентности, турбулентной энергии и площади поперечных сечений организованных структур в турбулентном течении для большой вычислительной области на основе анализа численных данных, полученных с применением гибридного LES/URANS подхода. Это исследование является развитием работ [16, 18, 23, 34, 35].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ LES

Дадим краткое описание модели. 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 составляет U_0 , высота преграды – S , а ее длина – $S/4$. Стенки пластины и преграды имеют пренебрежимо малую шероховатость. Принципиальная схема течения представлена на Рис. 1. Исследуется нестационарное трехмерное турбулентное течение при числе Рейнольдса $Re = U_0 S / \nu = 10500$ для преграды и числе Рейнольдса $Re_\delta = 10500$ для турбулентного пограничного слоя при $X = 0$ ($\delta = 1$, $u_* = 0.052$). Задача рассматривается в конечной трехмерной вычислительной области с заданными граничными условиями. Все параметры и уравнения даны в безразмерном виде.

Уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости представим в виде обезразме-

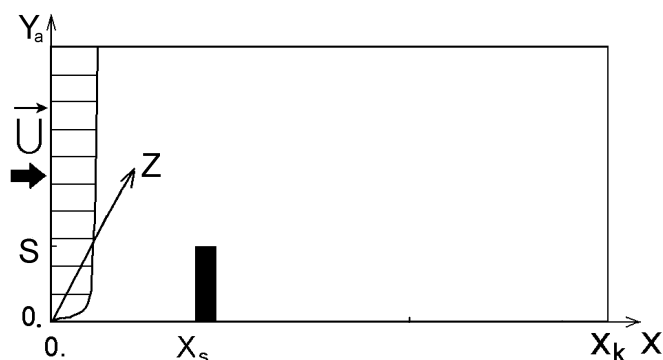


Рис. 1. Принципиальная схема пристенного течения с поперечной преградой на пластине, принятая размерная система координат OXY_aZ и профиль средней скорости на «входе»

ренных фильтрованных нестационарных уравнений Навье–Стокса [26–29, 34]:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0,$$

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

Тензор подсеточных напряжений τ_{ij} параметризуется на основе динамической подсеточной модели [24, 34]. Для расчета используется преобразование координат

$$y = \begin{cases} \eta & \text{при } \eta \leq 3; \\ 3 + 6\{(\eta - 3)/2\}^{1.257} & \text{при } 3 < \eta \leq 5, \end{cases}$$

которое связывает регулярную, равномерную, не зависящую от времени разностную сетку $\Delta\eta = \tilde{\Delta}_S$ в вычислительной области с физической областью D с неравномерной сеткой по направлению к внешней границе. Для шагов вычислительной сетки задаем $\Delta x = \Delta\eta = \Delta z = \tilde{\Delta}_S = 0.05$.

В рамках LES подхода каждое из уравнений (1) дискретизируется на прямоугольной расчетной сетке в вычислительной области

$$D = \{0 \leq x \leq x_k; 0 \leq \eta \leq \eta_k\},$$

исключая

$$\{x_s < x < x_d; 0 < \eta < \eta_s; 0 \leq z \leq z_k\},$$

где $x_s = 10$, $x_d = x_s + 0.25$, $\eta_s = 1$, $x_k = 80$, $\eta_k = 5$, $z_k = 7$. В численном методе используется $\{N_x; N_y; N_z\} = \{1601; 101; 141\}$ сеточных точек. Для вычисления коэффициента поверхностного трения, применяемого в представленной LES, используется двумерный URANS подход в области D_1 . Описание граничных условий и деталей численного метода для LES и URANS даны по аналогии с работой [34].

3. КРИТЕРИЙ ТРЕХМЕРНОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР И МЕТОД ИДЕНТИФИКАЦИИ ИХ ЭНЕРГИИ

Статистические методы [4, 8–12, 20, 21] часто применяются в экспериментальных исследованиях для визуализации течения, но мало пригодны для идентификации когерентных образований и подробной обработки численных данных, полученных с помощью LES. Исходя из основного определения, когерентной структурой является компактное образование, состоящее из долгоживущей пространственной структуры и продуктов ее каскадного распада. Когерентная структура содержит как крупномасштабную, так и мелкомасштабную турбулентность. Формы и размеры когерентных образований задаются нечетко. Представление о такой картине течения основано на экспериментальных работах [1–3, 5, 6, 21, 37–41]. Когерентные структуры обладают большей удельной энергией и диссипируют намного медленнее некогерентных случайных образований. Поэтому, их правильная идентификация представляет наибольший интерес при исследовании турбулентных течений. В научной литературе предложены специальные методы визуализации, которые позволяют с разным качеством идентифицировать значительную часть вихрей в потоке [4–8, 10–13, 15, 16, 18, 35].

В работе [16] подробно представлен сравнительный анализ критериев идентификации когерентных вихрей. Исследование турбулентных отрывных течений и вихревых структур в несжимаемой вязкой жидкости показывает, что трех общеизвестных интуитивных маркеров – минимума давления, линии тока и изоповерхности завихренности – недостаточно. В настоящее время на вопрос о едином надежном критерии идентификации когерентных структур различных масштабов и типов четкого ответа нет. Подробные качественные и количественные сравнения таких трехмерных организованных образований пока отсутствуют. Проблема осложняется следующим обстоятельством. В идеале, например, для определения так называемых «шпилькообразных» вихрей должна быть проведена идентификация с применением разных по своему качеству критериев визуализации и их пороговых значений [4–8, 10–13, 15, 16, 18, 35]. Однако получение для всех критериев близких по форме трехмерных изображений не представляется возможным в силу того, что они имеют различные физические размерности [4–8, 10–13, 15, 35]. Иными словами, визуализированные формы когерентных структур при разных критериях, их пороговых значениях и различных размерностях не могут иметь близкие трехмерные конфигурации с общим названием «шпилькообразные» вихри.

Анализ работ [8, 10–13, 15], посвященных различным критериям визуализации организованных образований, показал, что наиболее информативным для идентификации трехмерных когерентных структур является параметр Q . Важно подчеркнуть, что он физически значим и ценен для тех турбулентных течений, где эволюционирующие вихри имеют различные размеры и энергетику (как в небольших зонах, так и на разных участках вдоль по потоку). В данной работе все величины, включая компоненты скорости $\tilde{u}_i$, безразмерны, так что

$$Q = -\frac{1}{2} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}.$$

Применение этого критерия оправдано при $Q > 0$ (завихренность преобладает над деформацией). Q -критерий наиболее часто используется в последние годы в научной литературе [8–12]. Общий критерий идентификации $Q > 0$ выявляет только местораспо-

ложение всей совокупности когерентных структур и не позволяет разграничить вихри разных масштабов.

Для определения геометрически трехмерной конфигурации границы искомых структур следует назначить пороговое значение Q , как это сделано в работах [8–12]. В нашем случае в большой физической области

$$D = \{0 \leq x \leq 80; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7\}$$

исследуется нестационарное трехмерное турбулентное течение с наличием значительных местных градиентов поля скорости и параметра Q , различных типов вихревых движений и их трансформацией вдоль по потоку, процессов отрыва, присоединения и восстановления. Поэтому для всей вычислительной области не целесообразно назначать только одно универсальное пороговое значение $Q=Q_s$ при определении видов когерентных структур с разным содержанием турбулентной энергии.

Для трехмерной идентификации и визуализации в виде изоповерхностей когерентных структур, существенно отличающихся по размеру, конфигурации и энергосодержанию предлагается использовать единый не зависящий от времени набор оптимальных значений $\{Q_{si}\}$. Целесообразность такого подхода согласуется с результатами работ [16, 18], где визуализация проводилась в области

$$D = \{0 \leq x \leq 40; 0 \leq y \leq 9; 0 \leq z \leq 7\}$$

с помощью изолиний и изоповерхностей при ряде пороговых значений параметра Q .

Отметим, что для оптимального задания набора $\{Q_{si}\}$ требуются более обширные знания о турбулентности. В первую очередь, надо отслеживать некие интегральные характеристики турбулентного потока в заданный момент, которые были бы мало чувствительны к погрешностям численного эксперимента.

Для выбранного типа течения использовалось следующее определение удельной турбулентной энергии:

$$E = ((\tilde{u} - \langle \tilde{u} \rangle_z)^2 + (\tilde{v} - \langle \tilde{v} \rangle_z)^2 + (\tilde{w} - \langle \tilde{w} \rangle_z)^2)/2.$$

Здесь $\tilde{u}(x, y, z)$, $\tilde{v}(x, y, z)$, $\tilde{w}(x, y, z)$ – компоненты скорости, вычисленной на основе LES; $\langle \cdot \rangle_z$ – оператор осреднения по статистически однородному направлению z .

Заметим, что в общем случае Large Eddy Simulation (LES) вычисляет только крупные случайные и когерентные вихри, а мелкие – моделирует. В свою очередь, крупные вихревые образования разделяются по размеру, который связан с энергией турбулентности нелинейным образом. Для исследуемой задачи о турбулентном течении с преградой полагаем, что крупномасштабные когерентные структуры имеют:

- большие значения удельной турбулентной энергии E и параметра когерентности Q ;
- относительно крупные линейные размеры, локально связанные с разными участками течения.

Полагаем, что более крупномасштабной структуре соответствует большее пороговое значение Q при визуализации, а в ее ядре эта величина будет максимальной, но зависящей от x . На основании критерия $Q(x, y, z) \geq 0.00001$ определяется и визуализируется трехмерная оболочка, содержащая когерентные структуры всех расчетных масштабов.

Для выявления и выделения характеристик энергии когерентных структур разных масштабов в каждый момент времени предложим использовать следующие интегральные величины:

- удельную когерентность

$$Q_I(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y^k} \int_0^{z^k} Q(x, y, z) dz dy,$$

где Δy и Δz – шаги сетки для LES (полагается, что если $Q(x, y, z) < 0$ в расчетном узле с координатами x, y, z , то в нем под знаком интеграла назначается $Q(x, y, z) = 0$);

- удельную энергию

$$E_I(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y^k} \int_0^{z^k} E(x, y, z) dz dy;$$

- удельную площадь поперечных сечений когерентных структур

$$S_I(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y^k} \int_0^{z^k} S(x, y, z) dz dy.$$

На основании сказанного, идентифицируем когерентные структуры в соответствии с описанной ниже процедурой.

1. Удельная когерентность Q_{IA} структуры при $Q(x, y, z) \geq 0.00001$

$$Q_{IA}(x) = \frac{1}{\Delta y \Delta z} \int_0^{y^k} \int_0^{z^k} Q(x, y, z) dz dy.$$

Если в расчетном узле $Q(x, y, z) < 0.00001$, то в нем под знаком интеграла назначается $Q(x, y, z) = 0$.

2. Удельная когерентность Q_{IB} структуры при $Q(x, y, z) \geq 0.05$. Если в узле $Q(x, y, z) < 0.05$, то под знаком интеграла принимается $Q(x, y, z) = 0$.
3. Во всей вычислительной области определяется интегральный параметр энергии E_I для всех узлов сетки.
4. Вычисляется удельная энергия E_{IA} структуры при $Q(x, y, z) \geq 0.00001$. Если в узле $Q(x, y, z) < 0.00001$, то под знаком интеграла назначается $E(x, y, z) = 0$.

5. Вычисляется удельная энергия E_{IB} структуры при $Q(x, y, z) \geq 0.05$. Если в узле $Q(x, y, z) < 0.05$, то под знаком интеграла назначается $E(x, y, z) = 0$.
6. Вычисляется удельная площадь поперечных сечений S_{IA} структуры при $Q(x, y, z) \geq 0.00001$ и полагается, что если в узле $Q(x, y, z) \geq 0.00001$, то под знаком интеграла $S(x, y, z) = 1$, а если $Q(x, y, z) < 0.00001$, то $S(x, y, z) = 0$.
7. Вычисляется удельная площадь поперечных сечений S_{IB} структуры при $Q(x, y, z) \geq 0.05$. Если в узле $Q(x, y, z) \geq 0.05$, то под знаком интеграла $S(x, y, z) = 1$, а если $Q(x, y, z) < 0.05$, то $S(x, y, z) = 0$.

Интегральные величины Q_{IA} , Q_{IB} , E_{IT} , E_{IA} , E_{IB} , S_{IA} , S_{IB} характеризуют суммарное действие исследуемых вихревых образований на заданных участках вдоль по потоку.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Представлены результаты трехмерной идентификации разномасштабных когерентных структур на основе численных результатов эволюции нестационарного отрывного турбулентного течения с преградой для числа Рейнольдса $Re = 10500$ и следующего набора параметров на входе в вычислительную область: $Re_\delta = 10500$, $\delta = 1$, $u_* = 0.052$. Применялся гибридный LES/URANS подход и его численный алгоритм в области расчета D , заданной выше.

Для вычислений использовался персональный компьютер, оснащенный процессором INTEL PENTIUM CORE i5 с тактовой частотой 4 ГГц и оперативной памятью 4 Гб. Статистика собиралась на каждом шаге по времени в процессе расчета полностью нестационарного режима течения. Для одного набора параметров на входе в вычислительную область было рассчитано 10000 временных срезов с шагом $\Delta t = 0.03$ вплоть до $T_{oc} = 300$ в безразмерных единицах. Реальное время, затраченное на расчет задачи, составило 56 часов 20 минут.

На Рис. 2а отображены изоповерхности параметра Q с пороговым значением $Q = 0.0001$ при $t = 62$. Точка обзора выбрана таким образом, чтобы в заданной области ($5 < x < 80$) было удобно наблюдать эволюцию трехмерных когерентных структур. На Рис. 2б представлены изоповерхности мгновенных величин Q с тем же пороговым значением при $t = 68$, а на Рис. 2в – при $t = 74$. Сравнение графиков выявило эволюционный характер исследуемого турбулентного течения: наблюдается значительное изменение конфигураций когерентных структур при их продвижении вдоль оси x при разных t .

Сечения когерентных образований, соответствующих принятому набору пороговых значений $\{Q_{si}\} = \{0.01; 0.05; 0.1; 0.15\}$ отображены на Рис. 3 с помощью распределения выбранной цветовой гаммы на гранях вычислительной области: $Q = 0.01$ – красный, $Q = 0.05$ – зеленый, $Q = 0.1$ – малиновый, $Q = 0.15$ – голубой. На Рис. 3, соответствующем $t = 62$, перед, над и за преградой выявлены трехмерные крупномасштабные когерентные структуры. За преградой при движении вдоль оси x они постепенно приближаются к горизонтальной стенке до зоны присоединения отрывного слоя и далее распространяются вдоль по потоку.

На Рис. 3б отображены изоповерхности мгновенных величин Q с разными пороговыми значениями для $t = 68$. Заметно эволюционное изменение в расположении коге-

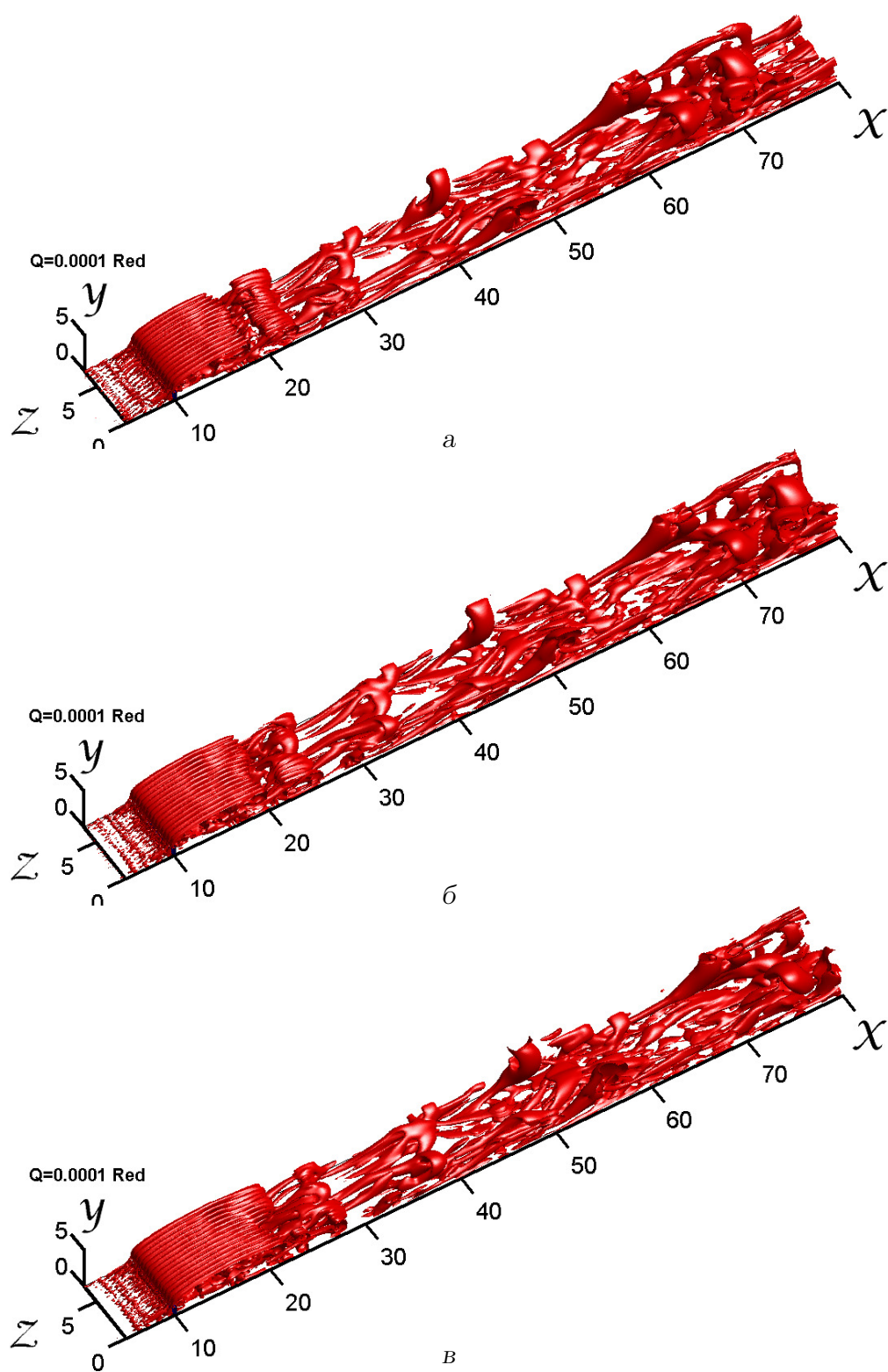


Рис. 2. Изоповерхности параметра Q с пороговым значением $Q = 0.0001$:
а — при $t=62$; б — при $t=68$; в — при $t=74$

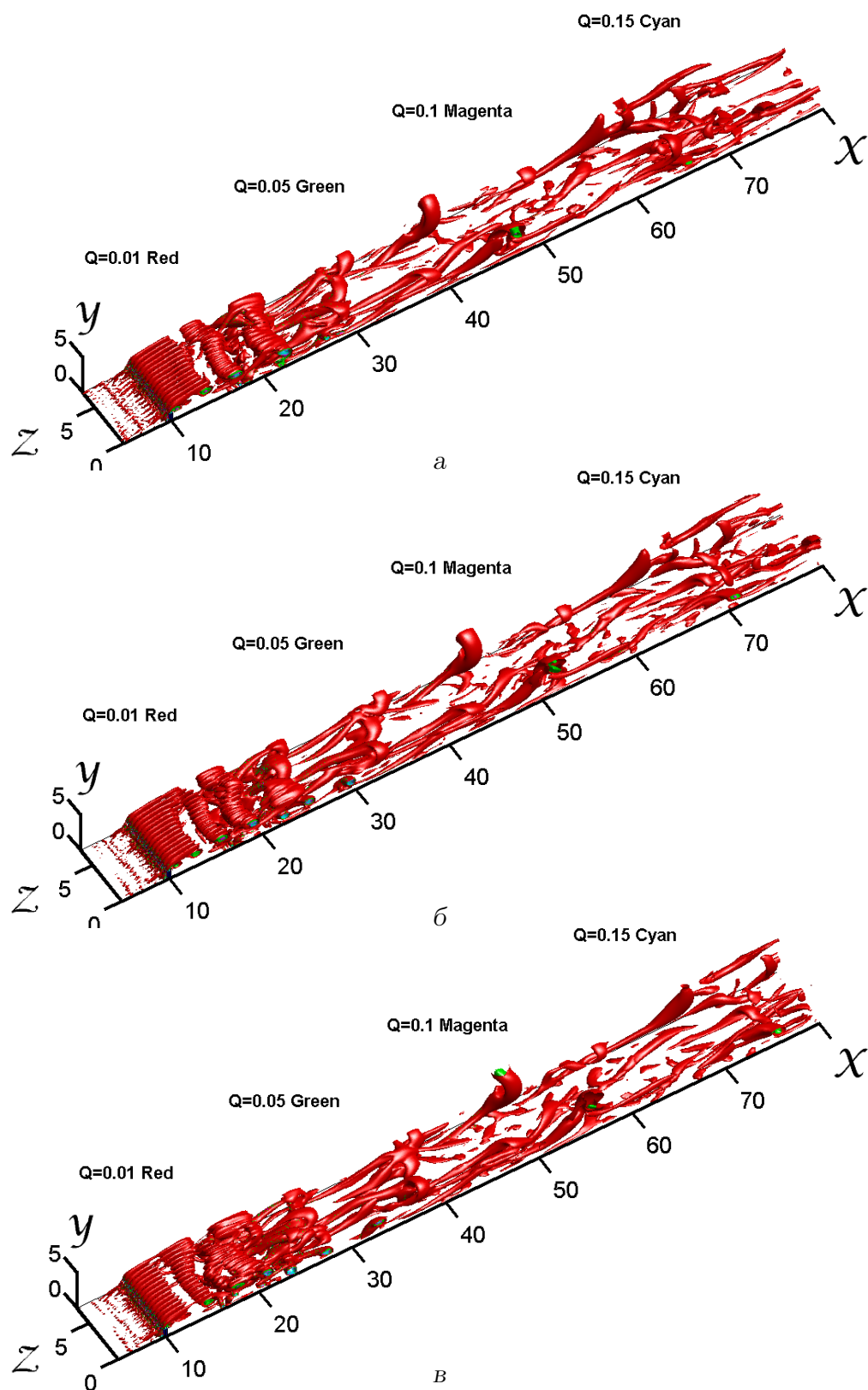


Рис. 3. Изоповерхности параметра Q с пороговыми значениями $Q = 0.01$ (красный), $Q = 0.05$ (зеленый), $Q = 0.1$ (малиновый), $Q = 0.15$ (голубой):
a — при $t=62$; *б* — при $t=68$; *в* — при $t=74$

рентных структур вдоль по потоку по сравнению с Рис. 3а ($t=62$). При идентификации когерентных образований наблюдается хорошее физическое согласование Рис. 3а, б с предыдущей визуализацией (Рис. 2а, б).

На Рис. 3в представлены изоповерхности параметра Q для $t = 74$. Перед, над и за преградой наблюдаются трехмерные когерентные образования. Вблизи поверхности вдоль оси x перед преградой обнаружены организованные структуры с преобладанием периодичности по z . За преградой при движении вдоль x они трансформируются и постепенно приближаются к горизонтальной стенке до зоны присоединения отрывного слоя. На участке $10 < x < 23$ расположены периодические по z крупномасштабные когерентные структуры, вытянутые в направлении z . Далее вдоль по потоку вблизи зоны присоединения течения и за ней ($23 < x < 40$) организованные образования кардинально преобразуются по форме и размеру. Они утрачивают периодичность по z , а затем плавно удлиняются вдоль оси x . В зоне постепенного восстановления турбулентного течения ($40 < x < 80$) конфигурация организованных образований изменяется медленнее, преобладает их растяжение вдоль оси x .

Сравнение изображений на Рис. 2–3 выявило заметное отличие в размерах и формах когерентных структур перед, над преградой и за ней на разных расстояниях вдоль по потоку, причем рост порогового значения Q ведет к уменьшению размеров визуализируемых организованных образований. Так, отслеживание пороговой величины $Q = 0.0001$ (см. Рис. 2) идентифицирует внешние оболочки когерентных образований. В свою очередь, на Рис. 3 набор пороговых значений $\{Q_{si}\} = \{0.01; 0.05; 0.1; 0.15\}$ визуализирует отдельные внутренние элементы организованных структур с более высокими уровнями когерентности. Важно отметить, что при сравнении Рис. 2 и 3 в области за преградой получена оценка средней скорости конвективного переноса когерентных структур в диапазоне от 0.8 до 0.85.

Представление конфигураций когерентных образований посредством изоповерхностей мгновенных величин Q с различными пороговыми значениями очень полезно при сравнении с интегральными параметрами Q_I , S_I и E_I , которые показаны на следующих графиках. Важно отметить, что $Q_I(x)$ определяет обобщенный уровень когерентности турбулентного течения вдоль по потоку. Он всегда положителен, а при отсутствии когерентных структур на отдельных участках потока приближается к нулю.

В нашем исследовании особое внимание уделено изучению поведения максимумов и минимумов интегральных параметров вдоль по потоку. Это непосредственно связано с расположением когерентных структур, их размерами, эволюцией удельной площади поперечных сечений и энергии. Для удобного совместного расположения интегральных величин Q_I , E_I и S_I на графиках применены разные виды их масштабирования.

На Рис. 4 представлено распределение величин E_{A*} , E_{B*} и E_{T*} на участке $5 < x < 80$ при $t = 68$. Прямоугольная преграда расположена в зоне $10 < x < 10.25$. Для того, чтобы сделать анализ поведения обобщенных интегральных характеристик более удобным, применено следующее масштабирование: $E_{A*} = 0.03E_{IA}$, $E_{B*} = 0.03E_{IB}$ и $E_{T*} = 0.03E_{IT}$. Обнаружена существенная диспропорция между абсолютными значениями E_{A*} и E_{T*} при сохранении хорошей корреляции местоположений их максимумов. Подчеркнем, что E_{IT} характеризует турбулентную энергию всех вихрей в полном объеме вычислительного пространства. Разница $E_{T*} - E_{A*}$ определяет кинетическую энергию турбулентности только случайных вихрей. Из Рис. 4 видно, что суммарная

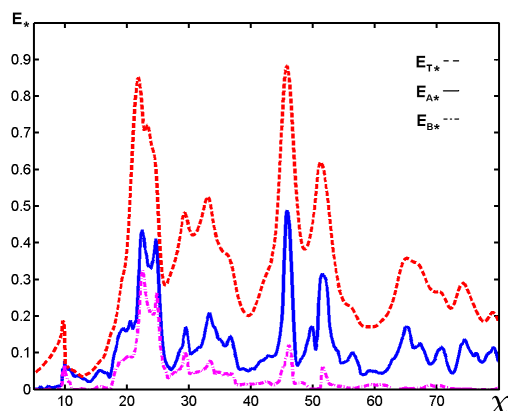


Рис. 4. Распределение величин E_{A*} (сплошная), E_{B*} (штрих-пунктирная) и E_{T*} (штриховая) при $t = 68$

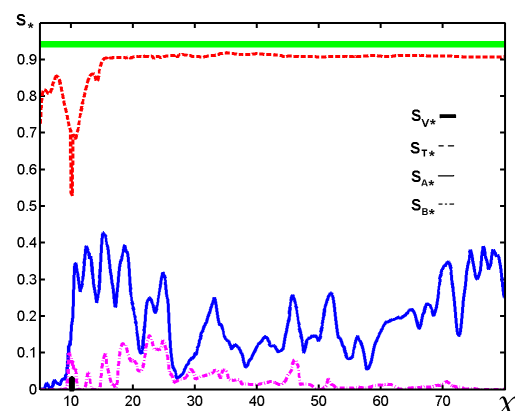


Рис. 5. Распределение величин S_{A*} (сплошная), S_{B*} (штрих-пунктирная) и S_{T*} (штриховая) при $t=68$

турбулентная энергия всех вихрей E_{T*} примерно вдвое превосходит энергию когерентных структур всех для расчетных масштабов E_{A*} на участке $17 < x < 80$, а перед преградой эти различия еще более значительны. Установлено, что различия между E_{A*} и E_{B*} также большие и увеличиваются вдоль по потоку. Напомним, что E_{IA} характеризует когерентные структуры всех расчетных масштабов в точках, где $Q \geq 0.00001$, а E_{IB} – только те когерентные структуры, где выполняется условие $Q \geq 0.05$.

На Рис. 5 показано изменение S_{A*} , S_{B*} , S_{T*} и S_{V*} на участке $5 < x < 80$ при $t = 68$. Интегральные параметры S_{IA} , S_{IB} , S_{IT} и S_{IV} масштабированы таким образом: $S_{A*} = 0.694S_{IA}$, $S_{B*} = 0.694S_{IB}$, $S_{T*} = 0.694S_{IT}$ и $S_{V*} = 0.694S_{IV}$. Величина S_{IV} – это удельная площадь вычислительной области по сечению Oyz с размерами в границах 5.35×7 . При анализе Рис. 5 выявлены следующие особенности:

- абсолютный минимум параметра S_{T*} расположен в непосредственной близости перед преградой;
- для всех x максимальное значение удельной площади S_{T*} поперечного сечения Oyz всех расчетных вихрей (случайных и когерентных) меньше, чем S_{V*} , а S_{T*} при $x > 15$ и $t = 68$ изменяется незначительно;
- для когерентных структур различия между S_{A*} и S_{B*} возрастают вдоль по потоку при $x > 40$;
- для когерентных структур нет абсолютного минимума параметра S_{A*} в непосредственной близости перед преградой;
- сильное отличие между S_{T*} и S_{A*} при распределении их локальных экстремумов вдоль по потоку, что свидетельствует о значительном влиянии случайных вихрей на общие размеры вихревых образований (случайных и когерентных);

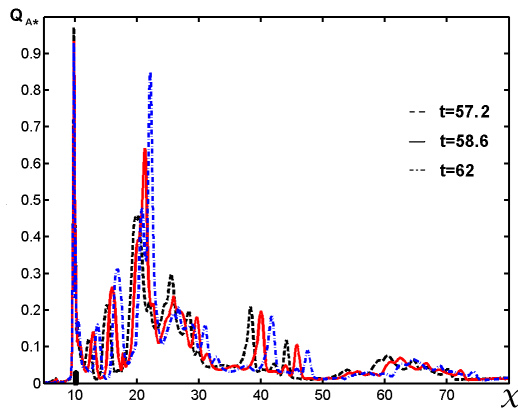


Рис. 6. Распределение величины Q_{A*} при $t = 57.2$ (штриховая), $t = 58.6$ (сплошная) и $t = 62$ (штрих-пунктирная)

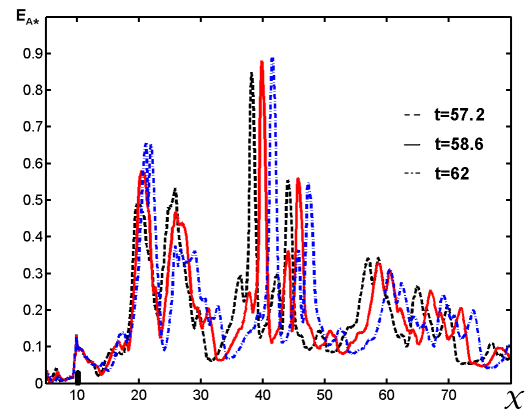


Рис. 7. Распределение величины E_{A*} при $t = 57.2$ (штриховая), $t = 58.6$ (сплошная) и $t = 62$ (штрих-пунктирная)

- наблюдается слабая корреляция между локальными пиковыми значениями E_{A*} (см. Рис. 4) и S_{A*} (см. Рис. 5), что указывает на нелинейную зависимость между энергией и размерами когерентных структур вдоль x .

Рис. 6 отображает распределение величины $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$ на участке $5 < x < 80$ при $t = 57.2, 58.6, 62$. Здесь и далее выбрано такое масштабирование, чтобы максимальные значения нормализованного параметра составляли порядка единицы. Отметим, что, исходя из наиболее слабого энергетического критерия ($Q \geq 0.00001$), интегральный параметр Q_{IA} характеризует когерентные структуры всех расчетных масштабов. Появление пиков Q_{A*} при $t = 62$ хорошо коррелирует с местоположением крупномасштабных когерентных структур (Рис. 3а), визуализируемых с помощью набора пороговых $Q_{si} = \{0.01; 0.05; 0.1; 0.15\}$. Наибольшие значения Q_{A*} принимает перед преградой и в зоне присоединения отрывного течения. При разных значениях t наблюдается подобный характер изменения Q_{A*} вдоль по потоку, но со смещением вдоль оси x . Из Рис. 6 видно, что пиковые значения Q_{A*} для $t = 57.2, 58.6$ и 62 , взятых с шагом 2.4, разнесены на равные расстояния при переходе от одного уровня по времени к другому. Это отражает эволюционный процесс переноса когерентных вихрей вдоль по потоку.

На Рис. 7 изображено изменение величин $E_{A*} = 0.05E_{IA}$ при тех же t , что и ранее. Отметим существенные различия между последовательностями максимальных значений E_{A*} (Рис. 7) и Q_{A*} (Рис. 6) в одних и тех же точках на оси x . В то же время, местоположения локальных максимумов для Q_{A*} и E_{A*} вдоль по потоку совпадают. Напомним, что E_{IA} характеризует когерентные структуры всех расчетных масштабов в точках, где $Q \geq 0.00001$. Как и для Q_{A*} , здесь наблюдается подобие при эволюционном изменении E_{A*} вдоль по потоку при разных t с последовательным сдвигом вдоль x . Наибольшие значения E_{A*} характерны для зоны присоединения отрывного течения и его восстановления. На значительном расстоянии за преградой (порядка 70) все еще наблюдаются большие значения E_{A*} , их максимумы близки к величине локального максимума E_{A*} над преградой. Это означает, что при $x > 70$ турбулентная энергия

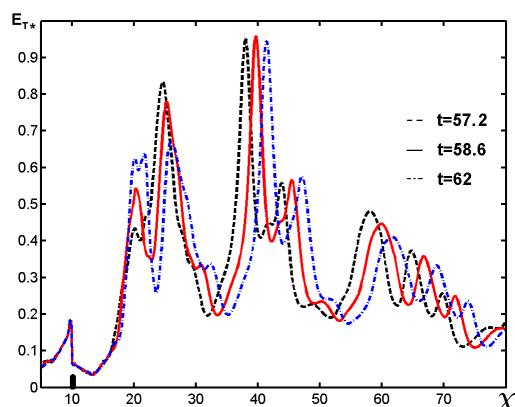


Рис. 8. Распределение величины E_{T*} при $t = 57.2$ (штриховая), $t = 58.6$ (сплошная) и $t = 62$ (штрих-пунктирная)

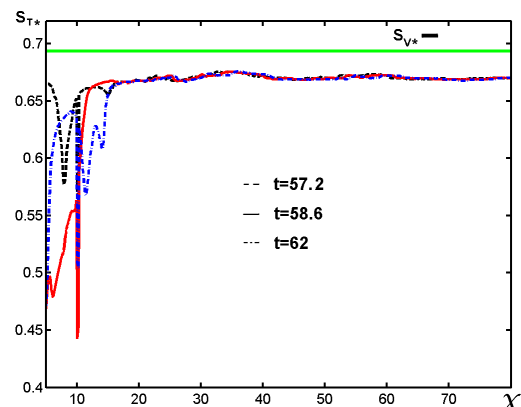


Рис. 9. Распределение величины S_{T*} при $t = 57.2$ (штриховая), $t = 58.6$ (сплошная) и $t = 62$ (штрих-пунктирная)

когерентных структур все еще существенна, и ее проявления следует ожидать и при $x > 100$.

На Рис. 8 показано распределение $E_{T*} = 0.03E_{IT}$ на участке $5 < x < 80$ при $t = 57.2$, 58.6, 62. Подчеркнем, что E_{IT} характеризует турбулентную энергию всех случайных и когерентных вихревых образований в полном объеме вычислительного пространства. Из графика видно, что характер изменения E_{T*} вдоль по потоку в различные моменты времени в целом подобен с учетом сдвига вдоль x . Такое поведение аналогично картинам для E_{A*} и E_{T*} (см. Рис. 4), Q_{A*} (см. Рис. 6) и E_{A*} (см. Рис. 7). Наибольшие значения E_{T*} выявлены на участке $25 < x < 45$. На значительном расстоянии за преградой (порядка 70) величины E_{T*} остаются достаточно большими, а их локальные максимумы близки к величине локального максимума E_{T*} над преградой. При $x > 70$ турбулентная энергия всех вихревых структур все еще существенна. Такая же картина ожидается при $x > 100$.

Анализ Рис. 9, на котором изображено изменение величины $S_{T*} = 0.694S_{IT}$ при различных t , выявил, что:

- для каждого момента времени t существует свой абсолютный минимум параметра S_{T*} непосредственно перед преградой (при $x = 9.9$);
- для разных t абсолютное значение удельной площади поперечного сечения всех случайных и когерентных расчетных вихрей незначительно изменяется после зоны присоединения отрывного течения при $x > 20$ и всегда меньше S_{V*} (так же, как и на Рис. 5).

На Рис. 10 показано распределение величин $S_{A*} = 1.784S_{IA}$ на участке $5 < x < 80$ при $t = 57.2$, 58.6 и 62. При всех t на участке $9.8 < x < 80$ выявлены большие значения параметра S_{A*} , где S_{IA} характеризует когерентные структуры всех расчетных масштабов в точках с $Q \geq 0.00001$. Как и для Рис. 6–8, на Рис. 10 отмечается подобие распределения S_{A*} вдоль по потоку со сдвигом вдоль x в последовательные моменты

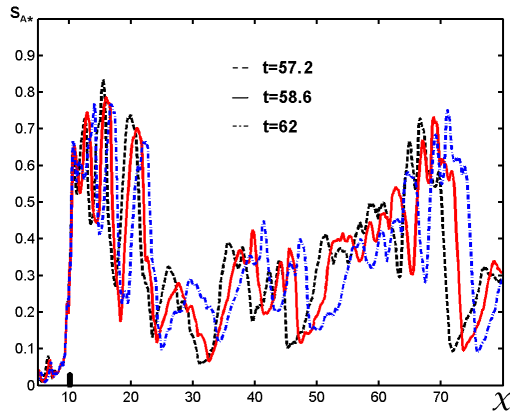


Рис. 10. Распределение величины S_{A*} при $t = 57.2$ (штриховая), $t = 58.6$ (сплошная) и $t = 62$ (штрих-пунктирная)

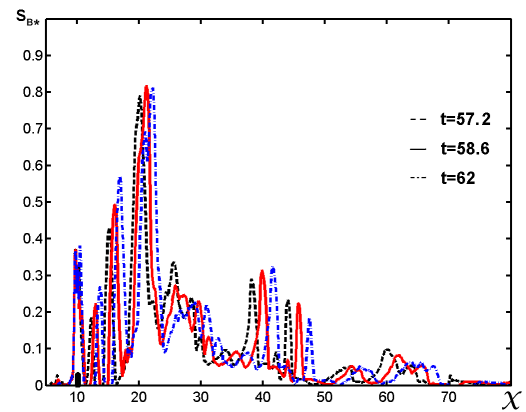


Рис. 11. Распределение величины S_{B*} при $t = 57.2$ (штриховая), $t = 58.6$ (сплошная) и $t = 62$ (штрих-пунктирная)

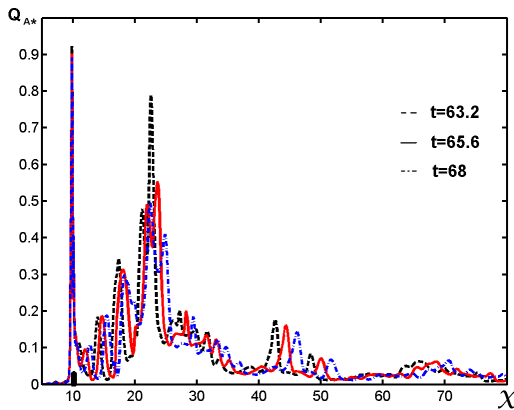


Рис. 12. Распределение величины Q_{A*} при $t = 63.2$ (штриховая), $t = 65.6$ (сплошная) и $t = 68$ (штрих-пунктирная)

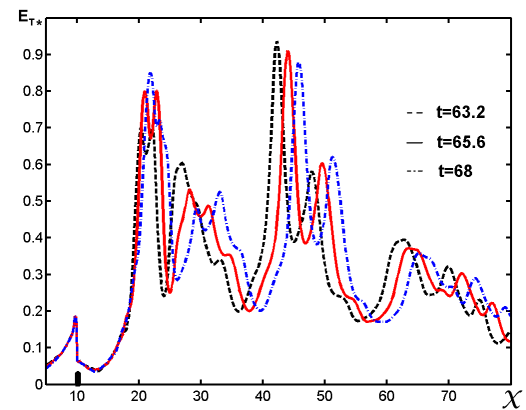


Рис. 13. Распределение величины E_{T*} при $t = 63.2$ (штриховая), $t = 65.6$ (сплошная) и $t = 68$ (штрих-пунктирная)

времени. Об эволюционном переносе когерентных вихрей вдоль по потоку свидетельствует равноудаленность пиков S_{A*} при переходе от одного временного слоя к другому.

На Рис. 11 представлено распределение величин $S_{B*} = 3.468 S_{IB}$ на участке $5 < x < 80$ при $t = 57.2, 58.6, 62$. Сдвиг зафиксированных пиковых значений S_{B*} пропорционален расстояниям $\Delta t = 2.4$ между исследуемыми временными уровнями. Это свидетельствует об эволюционном характере переноса выделенных когерентных вихрей вдоль по потоку. Напомним, что S_{IB} характеризует только те когерентные структуры, для которых $Q \geq 0.05$. Отметим, что поведение S_{B*} вдоль по потоку отличается от поведения S_{A*} в части распределения их локальных максимальных значений (см. Рис. 10). Только для S_{B*} характерно скопление наиболее высоких пиков на участке $15 < x < 25$. При дальнейшем движении вдоль оси x максимумы постепенно уменьшаются, и при $x > 70$

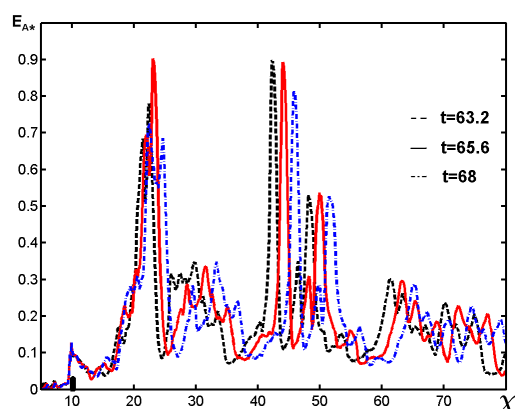


Рис. 14. Распределение величины E_{A*} при $t = 63.2$ (штриховая), $t = 65.6$ (сплошная) и $t = 68$ (штрих-пунктирная)

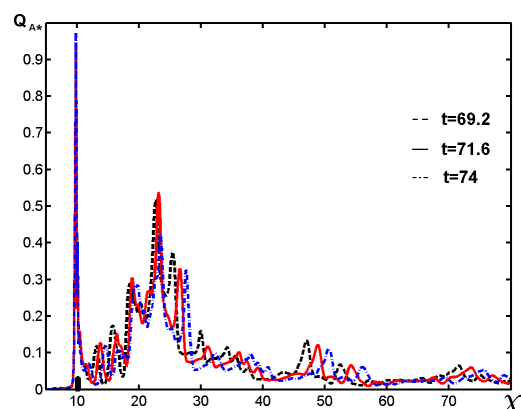


Рис. 15. Распределение величины Q_{A*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

параметр S_{B*} имеет очень малые значения.

На Рис. 12 изображено распределение величины $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$ на участке $5 < x < 80$ при $t = 63.2, 65.6$ и 68 . Распределение этой характеристики также соответствует эволюционному переносу когерентных вихрей для со сдвигом линий графика по оси x с течением времени. Его характер подобен изменению Q_{A*} вдоль по потоку для более ранних t (см. Рис. 6). На Рис. 12 пиковые значения Q_{A*} для трех моментов времени также смещаются на равные отрезки, что свидетельствует о постоянстве конвективной скорости переноса вихревых структур.

Рис. 13 демонстрирует распределение величин $E_{T*} = 0.03E_{IT}$ на отрезке $5 < x < 80$ для тех же временных слоев, для которых построен Рис. 12. Здесь наблюдается картина, подобная Рис. 8, построенному для $t = 57.2, 58.6, 62$. На Рис. 14 представлено изменение величин $E_{A*} = 0.05E_{IA}$ вдоль по потоку, соответствующее моментам времени $t = 63.2, 65.6$ и 68 . Характер изменения E_{A*} в целом подобен наблюдавшемуся на Рис. 7.

Рис. 15 изображает распределение величин $Q_{A*} = 0.0025Q_{IA}$ на участке $5 < x < 80$ при $t = 69.2, 71.6, 74$. Изменения интегральных параметров Q_{A*} вдоль по потоку при различных t хорошо согласуются между собой. Для (Рис. 15) поведение подобно изменению Q_{A*} при $t = (57.2 \dots 68)$, отображенных на Рис. 6 и 12, с прогрессивным сдвигом линий графика вдоль оси x .

В области за преградой скорость конвективного переноса когерентных структур расчетных масштабов изменяется в диапазоне от 0.8 до 0.85 для разных моментов времени (ср. Рис. 2–3, 6, 12 и 15).

На Рис. 16 показано распределение величины $E_{T*} = 0.03E_{IT}$ при $t = 69.2, 71.6, 74$ на участке $5 < x < 80$. Изменения E_{T*} во времени аналогичны зависимостям, наблюдаемым на Рис. 8 и 13). То же самое можно сказать о $E_{A*} = 0.05E_{IA}$, представленном на Рис. 17 – их характер изменения во времени подобен Рис. 7 и 14). Рис. 18 соответствует распределению величин $E_{B*} = 0.08E_{IB}$ при $t = 69.2, 71.6, 74$ на участке $5 < x < 80$. Анализ поведения E_{B*} вдоль x указывает на отчетливую тенденцию к сокращению при-

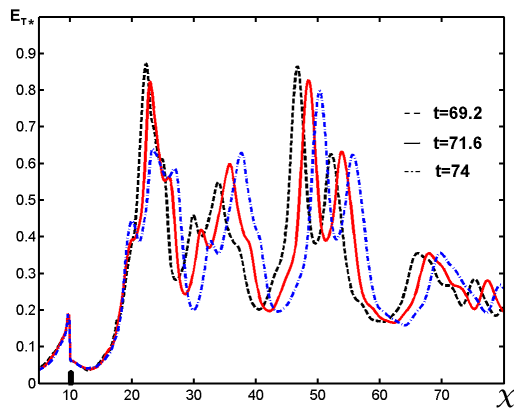


Рис. 16. Распределение величины E_{T*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

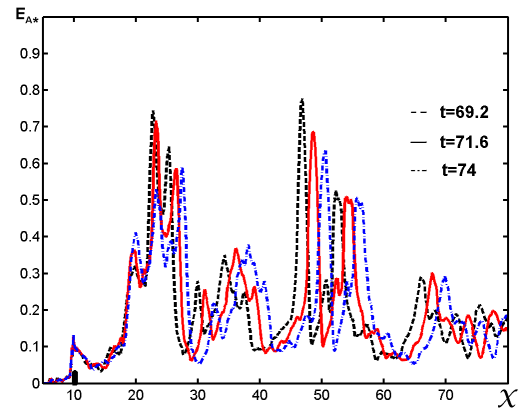


Рис. 17. Распределение величины E_{A*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

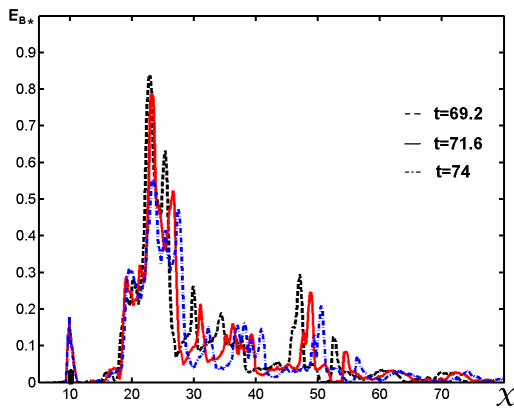


Рис. 18. Распределение величины E_{B*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

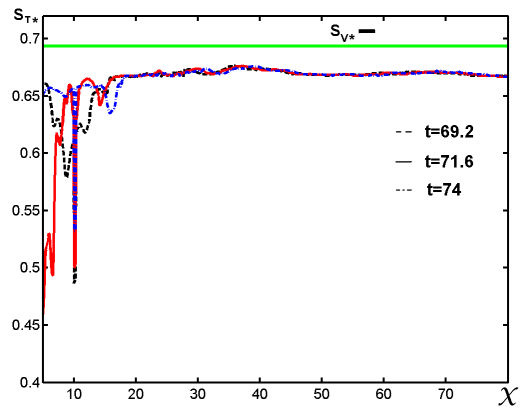


Рис. 19. Распределение величины S_{T*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

сутствия совокупности крупномасштабных организованных структур при $x > 50$ при уменьшении E_{A*} (см. Рис. 17) и E_{B*} (см. Рис. 18). Величины E_{B*} не очень отличаются от E_{A*} только перед и над преградой, следовательно, относительный вклад крупномасштабных организованных структур в общий баланс энергий всех когерентных вихрей на участке $9.5 < x < 10.5$ будет наибольшим. В рециркуляционной зоне за преградой ($11 < x < 18.5$) значения E_{B*} малы. Таким образом, энергия наиболее крупномасштабных организованных образований незначительна, но обнаруживает тенденцию к локальному возрастанию при приближении к зоне присоединения.

На Рис. 19 представлено распределение $S_{T*} = 0.694 S_{IT}$ при $t = 69.2, 71.6, 74$ на отрезке $5 < x < 80$. Совместный анализ Рис. 5, 9 и 19 выявляет характерную черту S_{T*} : суммарная удельная площадь поперечного сечения всех случайных и когерентных

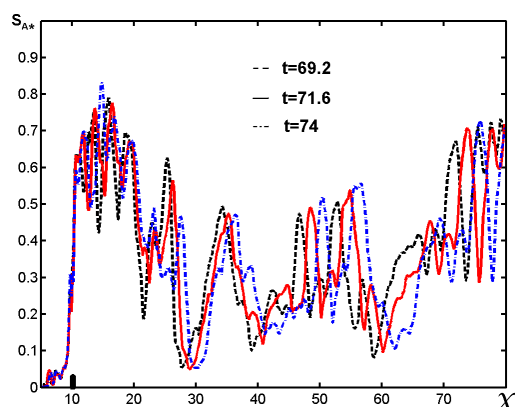


Рис. 20. Распределенные величины S_{A*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

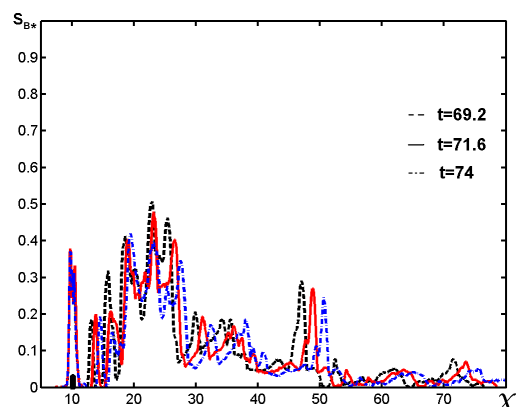


Рис. 21. Распределение величины S_{B*} при $t = 69.2$ (штриховая), $t = 71.6$ (сплошная) и $t = 74$ (штрих-пунктирная)

расчетных вихрей после зоны присоединения отрывного течения при $x > 25$ изменяется незначительно.

На Рис. 20 показано изменение $S_{A*} = 1.784S_{IA}$ при $t = 69.2, 71.6, 74$ на отрезке $5 < x < 80$. В целом оно подобно зависимостям для более ранних t (см. Рис. 10).

Рис. 21 отображает распределение величины $S_{B*} = 3.468S_{IB}$ в моменты $t = 69.2, 71.6, 74$ на отрезке $5 < x < 80$. Они подобны зависимостям S_{B*} при $t = 57.2, 58.6, 62$ (см. Рис. 11). Вновь отмечена равноудаленность соответствующих пиков для временных уровней с равными интервалами. Кроме того, лишь для S_{B*} характерно скопление наибольших пиков на участке $15 < x < 25$. Далее их амплитуды постепенно уменьшаются, а при $x > 70$ значения параметра S_{B*} очень малы.

Интегральные параметры $Q_{IA}, E_{IA}, E_{IT}, S_{IA}$ и S_{IT} являются абсолютно объективными характеристиками. Они в полной мере соответствуют заявленным определениям:

- Q_{IA}, E_{IA}, S_{IA} – для когерентных структур всех расчетных масштабов;
- E_{IT}, S_{IT} – для случайных и когерентных вихревых образований всех масштабов.

Параметры Q_{IB}, E_{IB}, S_{IB} являются условно объективными потому, что трехмерные оболочки с частным критерием $Q = 0.05$ визуализируют такие разномасштабные когерентные структуры, в которых содержится лишь от 70% до 90% турбулентной энергии наиболее крупных вихревых образований, в зависимости от x на разных участках течения – предотрывном, отрывном, участках присоединения и восстановления.

5. ВЫВОДЫ

Разработана новая методика обработки численных данных при эволюции случайных и когерентных образований различных масштабов. Она позволяет указать предельные значения интегральных характеристик турбулентной энергии при разграничении разных типов вихрей на большом промежутке времени. Установлена сложная нелинейная

связь между параметром когерентности Q , турбулентной энергией, линейными размерами вихрей и их интегральными характеристиками на различных участках вдоль по течению – турбулентном пограничном слое, зоне отрыва, рециркуляционной зоне, участках присоединения и восстановления.

Рассмотрены особенности трехмерной визуализации результатов численных исследований турбулентного течения. В данной работе на основе гибридного LES/URANS подхода, разработанного в исследованиях [23, 34, 35], использована численная нестационарная трехмерная модель турбулентного течения несжимаемой жидкости с поперечной двумерной преградой на стенке при первоначальном турбулентном пограничном слое с нулевым продольным градиентом давления. 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 $x=0$. Динамическая подсеточная модель имеет расчетный коэффициент C_V .

Впервые в рамках гибридного LES/URANS подхода в случае отрывного нестационарного трехмерного турбулентного течения несжимаемой жидкости с поперечной преградой на стенке и параметрами $Re = 10500$, $Re_\delta = 10500$, $\delta = 1$, $u_* = 0.052$ на промежутке времени $t \leq 300$ получены численные значения компонент скорости и параметра Q . Эти данные использованы для трехмерной визуализации когерентных структур, а также определения интегральных параметров когерентности, турбулентной энергии, площади поперечных сечений организованных структур и случайных вихрей. Для определения влияния величины порогового значения Q на размеры когерентных структур проведена визуализация трехмерной изоповерхности параметра Q в большой вычислительной области.

Установлено, что для разных моментов времени визуализация изоповерхности при одном выбранном пороговом значении Q в большой вычислительной области способна идентифицировать лишь часть когерентных структур, не учитывая всего многообразия их типов при эволюции. Для всех мгновений времени выявлено, что для $Q_{si} = \{0.0001, 0.01, 0.05\}$ размеры визуализируемых когерентных структур отличаются в несколько раз – чем больше пороговое значение Q , тем меньше их размеры. Для корректной физической интерпретации механизмов вихреобразования разных типов течений в большой вычислительной области предпочтительнее изображать когерентные структуры с помощью пары трехмерных изоповерхностей – для главного порогового значения $Q = 0.0001$ (когерентные вихри всех расчетных масштабов) и для выбранного Q_{si} из набора оптимальных пороговых значений.

Впервые определены интегральные параметры когерентности Q_{IA} , турбулентной энергии E_{IA} , E_{IT} и площади поперечных сечений организованных структур S_{IA} , S_{IT} , являющиеся абсолютно объективными характеристиками. При этом Q_{IA} , E_{IA} , S_{IA} соответствуют когерентным структурам, а E_{IT} , S_{IT} – случайным и когерентным вихревым образованиям всех расчетных масштабов.

Установлено, что для всех мгновений времени:

- величина S_{T*} удельной площади поперечного сечения всех расчетных вихрей (случайных и когерентных) после зоны присоединения отрывного течения при $x > 25$ изменяется незначительно;

- в области за преградой скорость конвективного переноса когерентных структур расчетных масштабов составляет от 0.8 до 0.85 скорости основного потока;
- на разных участках вдоль по потоку не выявлена линейная зависимость между параметром когерентности Q_I , площадью поперечных сечений вихревых структур S_I и их турбулентной энергией E_I .

Для величины E_{A*} , характеризующей когерентные структуры всех расчетных масштабов в точках, для которых $Q \geq 0.00001$, продемонстрировано подобие характера изменения вдоль по потоку при разных t с точностью до сдвига графика вдоль оси x . Максимальные значения E_{A*} обнаружены в зоне присоединения отрывного течения и его восстановления. На удалении порядка $x = 70$ энергия E_{A*} все еще велика, а ее максимумы здесь близки к локальному максимуму над преградой. Это означает, что на сравнительно большом расстоянии за преградой турбулентная энергия когерентных структур остается существенной. Если проводить нестационарные вычисления LES, а не использовать стационарные уравнения Рейнольдса, присутствия $E_{A*} \gg 0$ можно ожидать и при $x > 100$.

Представленный способ трехмерной идентификации и визуализации показала свою эффективность при выявлении разномасштабных когерентных структур в большой области ($0 \leq x \leq 80$) с требуемой точностью на основе мгновенных численных данных поля скорости, полученных из LES. Гибридный LES/URANS подход правомерно использовать в диапазоне $5000 < Re < 10^{10}$. Разработанная технология трехмерной идентификации и визуализации когерентных структур не имеет ограничений по числу Рейнольдса.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Siller H., Fernholtz H. Control of separated flow downstream of a two-dimensional fence by lowfrequency forcing // *Applied Sciences Research*. — 1997. — Vol. 57. — P. 309–318.
- [2] Good M. C., Joubert P. N. The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1968. — Vol. 31, no. 3. — P. 547–582.
- [3] Siller H. A., Fernholz H.-H. Separation behaviour in front of a two-dimensional fence // *European Journal of Mechanics – B/Fluids*. — 2001. — Vol. 20, no. 5. — P. 727–740.
- [4] Hudy L. M., Naguib A., Humphreys W. M. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements // *Physics of Fluids*. — 2007. — Vol. 19, no. 024103.
- [5] Zhou J., Adrian R. J., Balachandar S. Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow // *Physics of Fluids*. — 1996. — Vol. 8, no. 1. — P. 288–290.
- [6] Carlier J., Stanislas M. Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2005. — Vol. 535. — P. 143–188.

- [7] Natrajan V. K., Christensen K. T. The role of coherent structures in subgrid-scale energy transfer within the log layer of wall turbulence // *Physics of Fluids*. — 2006. — Vol. 18, no. 065104.
- [8] Vortex recognition in numerical simulations / Lesieur M., Begou P., Comte P., and Metais O. // European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin. — 2000. — no. 46. — P. 25–28.
- [9] Гуцин В. А., Матюшин П. В. Механизмы формирования вихрей в следе за сферой при $200 < Re < 380$ // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. — 2006. — № 5. — С. 135–151.
- [10] Zhang S., Choudhury D. Eigen helicity density: A new vortex identification scheme and its application in accelerated inhomogeneous flows // *Physics of Fluids*. — 2006. — Vol. 18, no. 058104.
- [11] Kolář V. Vortex identification: New requirements and limitations // *International Journal of Heat and Fluid Flow*. — 2007. — Vol. 28, no. 4. — P. 638–652.
- [12] Chakraborty P., Balachandar S., Adrian R. On the relationships between local vortex identification schemes // *Journal of Fluid Mechanics*. — 2005. — Vol. 535. — P. 189–214.
- [13] Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow / Jeong J., Hussain F., Schoppa W., and Kim J. // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1997. — Vol. 332. — P. 185–214.
- [14] Meneveau C., Katz J. Scale-invariance and turbulence models for Large-Eddy Simulation // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2000. — Vol. 32. — P. 1–32.
- [15] A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step / Neto A. S., Grand D., Métais O., and Lesieur M. // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1993. — Vol. 256. — P. 1–25.
- [16] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с преградой при разных внешних условиях. Часть 2. Идентификация когерентных структур // Прикладна гідромеханіка. — 2015. — Т. 17(89), № 3. — С. 18–34.
- [17] Haller G. Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. — 2001. — Vol. 149, no. 4. — P. 248–277.
- [18] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с преградой и трехмерная идентификация когерентных структур // Прикладна гідромеханіка. — 2016. — Т. 18(90), № 1. — С. 31–42.
- [19] VerHulst C., Meneveau C. Large Eddy Simulation study of the kinetic energy entrainment by energetic turbulent flow structures in large wind farms // *Physics of Fluids*. — 2014. — Vol. 26, no. 2. — P. 025113.

- [20] Selimefendigil F., Polifke W. Nonlinear, proper-orthogonal-decomposition-based model of forced convection heat transfer in pulsating flow // *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*. — 2014. — Vol. 52, no. 1. — P. 131–145.
- [21] Balint J.-L., Wallace J. M., Vukoslavcevic P. The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1991. — Vol. 228. — P. 53–86.
- [22] Orellano A., Wengle H. Numerical simulation (DNS and LES) of manipulated turbulent boundary layer flow over a surface-mounted fence // *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. — 2000. — Vol. 19, no. 5. — P. 765–788.
- [23] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного пристенного течения с преградой на основе гибридного LES/RANS-подхода // *Прикладна гідромеханіка*. — 2011. — Т. 13(85), № 3. — С. 48–60.
- [24] A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model / Germano M., Piomelli U., Moin P., and Cabot W. H. // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. — 1991. — Vol. 3, no. 7. — P. 1760–1765.
- [25] Piomelli U., Balaras E. Wall-layer models for Large-Eddy Simulations // *Annual Review of Fluid Mechanics*. — 2002. — Vol. 34. — P. 349–374.
- [26] Кузьменко В. Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя в режиме развитой шероховатости на основе LES-технологии // *Прикладна гідромеханіка*. — 2002. — Т. 4(76), № 3. — С. 31–41.
- [27] Кузьменко В. Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя в режиме промежуточной шероховатости // *Прикладна гідромеханіка*. — 2003. — Т. 5(77), № 2. — С. 27–36.
- [28] Кузьменко В. Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя на основе экономичной LES-технологии // *Прикладна гідромеханіка*. — 2004. — Т. 6(78), № 1. — С. 19–24.
- [29] Кузьменко В. Г. Динамические подсеточные модели для LES-технологии // *Прикладна гідромеханіка*. — 2004. — Т. 6(78), № 3. — С. 48–53.
- [30] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с отрывом в асимметричном канале на основе гибридной LES/RANS-технологии // *Прикладна гідромеханіка*. — 2010. — Т. 12(84), № 3. — С. 24–37.
- [31] Кузьменко В. Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с отрывом над впадиной и внутри впадины // *Прикладна гідромеханіка*. — 2009. — Т. 11(83), № 3. — С. 28–41.
- [32] Breuer M. Wall models for LES of separated flows // *European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin*. — 2007. — Vol. 72. — P. 13–18.

- [33] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с отрывом за обратным уступом // Прикладна гідромеханіка. — 2007. — Т. 9(81), № 4. — С. 37–48.
- [34] Кузьменко В. Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с преградой на основе гибридного LES/URANS-подхода // Прикладна гідромеханіка. — 2013. — Т. 15(87), № 2. — С. 22–36.
- [35] Кузьменко В. Г. Численное моделирование турбулентного течения с преградой при разных внешних условиях на основе гибридного LES/URANS-подхода. Часть 1 // Прикладна гідромеханіка. — 2015. — Т. 17(89), № 1. — С. 59–71.
- [36] Spyropoulos E. T., Blaisdell G. A. Large-Eddy Simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow // *AIAA Journal*. — 1998. — Vol. 36, no. 11. — P. 1983–1990.
- [37] Ranga Raju K. G., Loeser J., Plate E. J. Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1976. — Vol. 76, no. 2. — P. 383–399.
- [38] Siller H. A., Fernholz H.-H. Manipulation of the reverse-flow region downstream of a fence by spanwise vortices // *European Journal of Mechanics - B/Fluids*. — 2007. — Vol. 26, no. 2. — P. 236–257.
- [39] Aoki K., Kanba K., Takata S. Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate // *Physics of Fluids*. — 1997. — Vol. 9, no. 4. — P. 1144–1161.
- [40] Perry A. E., Henbest S., Chong M. S. A theoretical and experimental study of wall turbulence // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1986. — Vol. 165, no. 1. — P. 163–199.
- [41] Perry A. E., Lim K. L., Henbest S. M. An experimental study of the turbulence structure in smooth- and rough-wall boundary layers // *Journal of Fluid Mechanics*. — 1987. — Vol. 177. — P. 437–466.

REFERENCES

- [1] H. Siller and H. Fernholtz, “Control of separated flow downstream of a two-dimensional fence by lowfrequency forcing,” *Applied Sciences Research*, vol. 57, pp. 309–318, 1997.
- [2] M. C. Good and P. N. Joubert, “The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 31, no. 3, pp. 547–582, 1968.
- [3] H. A. Siller and H.-H. Fernholz, “Separation behaviour in front of a two-dimensional fence,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 20, no. 5, pp. 727–740, 2001.
- [4] L. M. Hudy, A. Naguib, and W. M. Humphreys, “Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements,” *Physics of Fluids*, vol. 19, no. 024103, 2007.

- [5] J. Zhou, R. J. Adrian, and S. Balachandar, “Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow,” *Physics of Fluids*, vol. 8, no. 1, pp. 288–290, 1996.
- [6] J. Carlier and M. Stanislas, “Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 535, pp. 143–188, 2005.
- [7] V. K. Natrajan and K. T. Christensen, “The role of coherent structures in subgrid-scale energy transfer within the log layer of wall turbulence,” *Physics of Fluids*, vol. 18, no. 065104, 2006.
- [8] M. Lesieur, P. Begou, P. Comte, and O. Metais, “Vortex recognition in numerical simulations,” *European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin*, no. 46, pp. 25–28, 2000.
- [9] V. A. Gushchin and P. V. Matyushin, “Mechanisms of vortices formation in the wake behind the sphere at $200 < Re < 380$,” *Izvestia RAN Mechanics of Liquid and Gas*, no. 5, pp. 135–151, 2006.
- [10] S. Zhang and D. Choudhury, “Eigen helicity density: A new vortex identification scheme and its application in accelerated inhomogeneous flows,” *Physics of Fluids*, vol. 18, no. 058104, 2006.
- [11] V. Kolář, “Vortex identification: New requirements and limitations,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, no. 4, pp. 638–652, 2007.
- [12] P. Chakraborty, S. Balachandar, and R. Adrian, “On the relationships between local vortex identification schemes,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 535, pp. 189–214, 2005.
- [13] J. Jeong, F. Hussain, W. Schoppa, and J. Kim, “Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 332, pp. 185–214, 1997.
- [14] C. Meneveau and J. Katz, “Scale-invariance and turbulence models for Large-Eddy Simulation,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 32, pp. 1–32, 2000.
- [15] A. S. Neto, D. Grand, O. Métais, and M. Lesieur, “A numerical investigation of the coherent vortices in turbulence behind a backward-facing step,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 256, pp. 1–25, 1993.
- [16] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with the fence by different external conditions. Part 2. Coherent structures identification,” *Applied Hydromechanics*, vol. 17(89), no. 3, pp. 18–34, 2015.
- [17] G. Haller, “Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows,” *Physica D: Nonlinear Phenomena*, vol. 149, no. 4, pp. 248–277, 2001.
- [18] V. G. Kuzmenko, “Simulation of turbulent flow with the fence and 3d coherent structures identification,” *Applied Hydromechanics*, vol. 18(90), no. 1, pp. 31–42, 2016.

- [19] C. VerHulst and C. Meneveau, “Large Eddy Simulation study of the kinetic energy entrainment by energetic turbulent flow structures in large wind farms,” *Physics of Fluids*, vol. 26, no. 2, p. 025113, 2014.
- [20] F. Selimefendigil and W. Polifke, “Nonlinear, proper-orthogonal-decomposition-based model of forced convection heat transfer in pulsating flow,” *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, vol. 52, no. 1, pp. 131–145, 2014.
- [21] J.-L. Balint, J. M. Wallace, and P. Vukoslavcevic, “The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 228, pp. 53–86, 1991.
- [22] A. Orellano and H. Wengle, “Numerical simulation (DNS and LES) of manipulated turbulent boundary layer flow over a surface-mounted fence,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 19, no. 5, pp. 765–788, 2000.
- [23] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent wall flow with a fence on the base of hybrid LES/RANS-approach,” *Applied Hydromechanics*, vol. 13(85), no. 3, pp. 48–60, 2011.
- [24] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot, “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model,” *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, vol. 3, no. 7, pp. 1760–1765, 1991.
- [25] U. Piomelli and E. Balaras, “Wall-layer models for Large-Eddy Simulations,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 34, pp. 349–374, 2002.
- [26] V. G. Kuzmenko, “3D numerical modelling of turbulent boundary layer in the regime of developed roughness on the basis of LES-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 4(76), no. 3, pp. 31–41, 2002.
- [27] V. G. Kuzmenko, “The numerical 3D modelling of turbulent boundary layer in the regime of intermediate roughness,” *Applied Hydromechanics*, vol. 5(77), no. 2, pp. 27–36, 2003.
- [28] V. G. Kuzmenko, “Numerical 3-D modelling of turbulent boundary layer on the basis of economical LES-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 6(78), no. 1, pp. 19–24, 2004.
- [29] V. G. Kuzmenko, “Dynamic subgridscale model for LES-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 6(78), no. 3, pp. 48–53, 2004.
- [30] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with separation in asymmetric channel on the base of hybrid LES/RANS-technique,” *Applied Hydromechanics*, vol. 12(84), no. 3, pp. 24–37, 2010.
- [31] V. G. Kuzmenko, “Numerical modelling of nonstationary turbulent flow with separation over and inside cavity,” *Applied Hydromechanics*, vol. 11(83), no. 3, pp. 28–41, 2009.

- [32] M. Breuer, “Wall models for LES of separated flows,” *European Research Community On Flow, Turbulence And Combustion Bulletin*, vol. 72, pp. 13–18, 2007.
- [33] V. G. Kuzmenko, “Simulation of turbulent flow with separation beyond backward-facing step,” *Applied Hydromechanics*, vol. 9(81), no. 4, pp. 37–48, 2007.
- [34] V. G. Kuzmenko, “The simulation of unsteady turbulent flow with obstacle on the base of hybrid LES/URANS-approach,” *Applied Hydromechanics*, vol. 15(87), no. 2, pp. 22–36, 2013.
- [35] V. G. Kuzmenko, “The simulation of turbulent flow with the fence by different external conditions on the base of hybrid LES/URANS-approach. Part 1,” *Applied Hydromechanics*, vol. 17(89), no. 1, pp. 59–71, 2015.
- [36] E. T. Spyropoulos and G. A. Blaisdell, “Large-Eddy Simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow,” *AIAA Journal*, vol. 36, no. 11, pp. 1983–1990, 1998.
- [37] K. G. Ranga Raju, J. Loeser, and E. J. Plate, “Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 76, no. 2, pp. 383–399, 1976.
- [38] H. A. Siller and H.-H. Fernholz, “Manipulation of the reverse-flow region downstream of a fence by spanwise vortices,” *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, vol. 26, no. 2, pp. 236–257, 2007.
- [39] K. Aoki, K. Kanba, and S. Takata, “Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate,” *Physics of Fluids*, vol. 9, no. 4, pp. 1144–1161, 1997.
- [40] A. E. Perry, S. Henbest, and M. S. Chong, “A theoretical and experimental study of wall turbulence,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 165, no. 1, pp. 163–199, 1986.
- [41] A. E. Perry, K. L. Lim, and S. M. Henbest, “An experimental study of the turbulence structure in smooth- and rough-wall boundary layers,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, pp. 437–466, 1987.

В. Г. Кузьменко

**Чисельне моделювання відривної турбулентної течії.
Еволюція енергії когерентних структур та їхніх розмірів**

З використанням гібридного LES/URANS підходу чисельно досліджено нестационарний тривимірний турбулентний потік стисливої рідини над двовимірною прямокутною перешкодою в примежовому шарі. Для пристінних моделей застосовано скінченно-різницевий метод з другим порядком точності апроксимації. Відношення висоти перешкоди до довжини становило 4, число Рейнольдса для перешкоди $Re = 10500$, а число Рейнольдса для турбулентного примежового шару на «вході» – $Re_\delta = 10500$. Кількість використаних сіткових вузлів складала $1601 \times 101 \times 141 = 22799841$. Когерентні структури ідентифікувалися за допомогою

Q -критерію з відстеженням порогових величин $\{Q_{si}\}$ для всієї області розрахунку. Чисельне моделювання виконано для дослідження Q -ізоповерхні, інтегральних характеристик енергії та площі поперечних перерізів організованих вихрових утворень. У великій обчислювальній зоні з поздовжнім розміром близько 80 висот перешкоди виявлено когерентні структури різних масштабів та конфігурацій. Найбільші значення турбулентної енергії когерентних структур виявлено в зоні приєднання відривної течії та її відновлення. На великій відстані за перешкодою спостерігаються значні величини турбулентної енергії, а її максимуми близькі до локального максимуму енергії над перешкодою. Розроблено нову методику обробки чисельних даних для еволюції випадкових та когерентних утворень різних масштабів, яка дозволяє визначити граничні значення інтегральних характеристик турбулентної енергії при розмежуванні різних типів вихорів на великому проміжку часу. Встановлено складний нелінійний зв'язок між параметром когерентності Q , турбулентною енергією, розмірами вихорів та їхніми інтегральними характеристиками на різних ділянках уздовж течії, які відповідають турбулентному примежовому шару, відриву, рециркуляційній зоні, приєднанню, відновленню.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: турбулентний примежовий шар, перешкода, чисельний метод, когерентні структури, критерій ідентифікації, еволюція

V. G. Kuzmenko

Simulating the separated turbulent flow.

Evolution of the energy of coherent structures end their sizes

The paper deals with the numerical study of a non-stationary three-dimensional turbulent flow of an incompressible fluid over a rectangular two-dimensional barrier. For the boundary layer, a hybrid LES/URANS approach is used. A finite-difference method with second-order approximation accuracy was applied for near-wall models. The ratio of the height of the barrier to its length was 4, the Reynolds number for the obstacle was $Re = 10500$, and the Reynolds number for the turbulent boundary layer at the "inlet" $Re_\delta = 10500$. The number of grid nodes used was $1601 \times 101 \times 141 = 22799841$. The coherent structures were identified by the Q -criterion with monitoring $\{Q_{si}\}$ threshold values for the entire calculation area. Q -isosurfaces, integral energy characteristics, and cross-sectional area of organized vortex formations were studied by numerical modeling. For the computational zone with a longitudinal size of about 80 obstacle heights, coherent structures with different scales and configurations were found. The highest values of the turbulent energy of coherent structures occur in the zone of the separated flow reattachment and its recovery. Significant amounts of turbulent energy are still observed far behind the barrier, and its maxima are close to the local energy maximum above the obstacle. A new technique for processing numerical data for the evolution of random and coherent formations of various scales has been developed. It provides determining of limiting values of the integral turbulent energy characteristics when distinguishing different types of eddies over a long time interval. A complex nonlinear relationship between the coherence parameter Q , turbulent energy, vortex sizes, and their integral characteristics is revealed in various sections along the flow corresponding to the turbulent boundary layer, separation, recirculation zone, reattachment, and recovery.

KEY WORDS: turbulent boundary layer, obstacle, numerical method, coherent structures, identification criterion, evolution