

УДК 519.6

doi 10.26089/NumMet.v20r102

ИСКУССТВЕННЫЕ ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ПРИ LES-МОДЕЛИРОВАНИИ ТЕЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ ПО СХЕМЕ КАБАРЕ

Д. Г. Асфандияров¹

Представлены результаты LES-моделирования классической задачи течения вязкой несжимаемой жидкости в плоском канале по схеме Кабаре. Рассматривается возможность модификации расчета течения возле стенки для более точного определения средних характеристик. Предложено введение “искусственных” граничных условий путем использования в первом слое ячеек вблизи стенки специальной модели вихревой вязкости для корректного учета сдвиговых эффектов. Приводится сравнение результатов расчета течения в плоском канале по схеме Кабаре с предложенными искусственными граничными условиями и без в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Показано, что введенные модификации в пристеночном слое позволяют повысить точность определения средних характеристик течения, в особенности вторых моментов. Полученные данные также сравниваются с результатами LES-моделирования с использованием псевдоспектрального метода и с данными прямого численного моделирования.

Ключевые слова: плоский канал, LES, схема Кабаре, искусственные граничные условия.

1. Введение. Численное моделирование турбулентных течений базируется на предположении о применимости уравнений Навье–Стокса для интерпретации турбулентных течений и предсказания их мгновенных характеристик. Обычно выделяют три основных подхода, являющихся численной аппроксимацией этих уравнений: прямое численное моделирование (DNS — Direct Numerical Simulation), решение осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS — Reynolds-Averaged Navier–Stokes) и моделирование крупных вихрей (LES — Large Eddy Simulation). Существуют также комбинированные подходы, сочетающие в себе те или иные черты подходов DNS, RANS и LES.

При прямом численном моделировании рассчитываются все масштабы турбулентного движения (рассчитывается весь спектр частот). Ввиду огромных вычислительных затрат, DNS-подход используется только в сравнительно простых областях для решения фундаментальных задач. В рамках RANS-подхода моделируется вклад в среднее значение движения всех масштабов турбулентности (моделируется весь спектр частот). Такой подход требует значительно меньших ресурсов и широко используется на практике. Тем не менее, модели, используемые для замыкания осредненных по Рейнольдсу уравнений, не обладают универсальностью и в ряде задач показывают низкую предсказательную способность [1].

Компромиссным вариантом между DNS и RANS является LES-метод. В LES заложена идея фильтрации крупномасштабных движений в турбулентном потоке от мелкомасштабных, близких к изотропным. Крупномасштабные вихри, несущие в себе максимум рейнольдсовых напряжений, рассчитываются явным образом при помощи интегрирования фильтрованных уравнений Навье–Стокса. Более “универсальные” мелкие вихри, не представленные на расчетной сетке, моделируются посредством замыкания полученных фильтрованных уравнений с помощью подсеточных моделей. Исходные для моделирования уравнения движения в LES имеют схожий вид с RANS-уравнениями, но только теперь осреднение подразумевается не по времени, а по пространству.

Необходимым (но не достаточным) условием корректной работы для всех LES-моделей является способность правильно описывать диссипацию кинетической энергии сглаженных пульсаций скорости, т.е. возможность замыкания имитировать прямой энергетический каскад от крупных вихрей к мелким. Такой каскад является основным механизмом перераспределения энергии в инерционном интервале однородной изотропной турбулентности (ОИТ) [1]. Поэтому все подсеточные модели в первую очередь настраиваются на задачу ОИТ для получения наклона “ $-5/3$ ” в инерционном интервале (теория “К 41”).

Турбулентные потоки, имеющие практическое значение, включают в себя по своей сути трехмерные нестационарные черты и часто подвержены сильным неоднородным эффектам и быстрой деформации, которые невозможно охватить изотропными моделями. Так, вблизи твердых границ размеры энергосодержащих вихрей сопоставимы с размерами диссипативных вихрей и течение является существенно анизо-

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Большая Тульская ул., д. 52, 115191, Москва; мл. науч. сотр., e-mail: dasfandiyarov@ibrae.ac.ru

тропным. Определяющими в данной области являются взаимодействия, приводящие к локальной генерации энергии крупных вихрей за счет мелкомасштабной подсеточной турбулентности (обратная передача энергии от мелких вихрей крупным). Условие попадания пространственного разрешения в инерционный интервал не всегда является достижимым — генерация турбулентной энергии происходит на масштабах, сравнимых с расстоянием от стенки. Обратный энергетический каскад является одним из механизмов процесса самоорганизации мелкомасштабной турбулентности в квазикогерентные крупномасштабные структуры в пристеночном слое [1].

В различных подсеточных моделях анизотропные эффекты учитываются по-разному. Например, модель Шумана [2] основывается на двухкомпонентном представлении вихревой вязкости для учета взаимодействия между нелинейным энергетическим каскадом, присутствующим в изотропной турбулентности, и сдвиговыми эффектами, обусловленными анизотропией. Схожие предположения для учета анизотропных эффектов используются в сдвиговой модели Смагоринского [3]. В отличие от модели Шумана, которая содержит большое количество эмпирических параметров, эта модель содержит всего один параметр, совпадающий с коэффициентом Смагоринского для течений в трубах и каналах.

В более сложных моделях, основанных на идее подобия масштабов (динамический подход, модели подобных масштабов [1]), такие эффекты учитываются напрямую при вычислении напряжений, определяющих взаимодействия сглаженного (тестового) поля скорости с флуктуациями промежуточного масштаба. Модели, построенные из соображения подобия, отличаются друг от друга выбором фильтров и масштабируемых множителей (в динамическом подходе выбором модели замыкания). Данные модели являются менее устойчивыми в вычислительном плане, чем модели вихревой вязкости. Так, для сглаживания флуктуаций модельного коэффициента в динамических моделях используется осреднение по однородным направлениям, демпфирующее высокочастотные гармоники. Модели подобных масштабов обычно используются совместно с моделями вихревой вязкости (смешанные модели) для устранения отмеченных недостатков. В отличие от моделей вихревой вязкости, данные модели сложнее в реализации и являются более затратными в вычислительном плане.

Все подсеточные модели содержат определенный набор параметров, которые определяются исходя из физических или эмпирических соображений, и довольно часто зависят от геометрии потока. Кроме того, в силу большой чувствительности LES к численным схемам, данные соображения могут быть не всегда оправданы.

Имеются варианты LES-подхода, в которых модель турбулентности явно не используется, а ее роль выполняет численная диссипация (неявный LES — Implicit LES, ILES). Диссипативный механизм содержится в операторе, дискретизирующем конвективные слагаемые; этот оператор играет роль высокочастотного фильтра. Обычно такие модели строятся на основе схем высокого порядка, используемых в квазипрямом численном моделировании, а также схем, обладающих свойством монотонности (MILES — Monotonically Integrated LES) [1].

Использование неявных LES-методов привлекает внимание из-за большей универсальности по сравнению с явными LES-моделями, а также из-за отсутствия необходимости проводить дополнительный расчет, связанный с подсеточным моделированием. Основной их недостаток — плохое физическое обоснование, хотя попытки в этом направлении предпринимаются. В ряде работ при упрощающих предположениях получены выражения для невязки, вызванной дискретизацией конвективных потоков. В рамках вводимых допущений показано, что MILES представляет собой комбинацию подсеточной модели вихревой вязкости и компоненты, напоминающей тензор леонардовых напряжений [1]. Несмотря на то что неявные LES-модели строятся таким образом, чтобы одновременно выполнять функции турбулентных замыканий, они требуют тщательной проверки на различных типах задач.

В настоящей статье представлена ILES-модель для расчета пристеночных течений на основе балансно-характеристического подхода. За основу вычислительного алгоритма взята схема Кабаре [4]. Отличительными особенностями этой схемы являются: улучшенные диссипативные и дисперсионные свойства, второй порядок аппроксимации как на регулярных, так и на нерегулярных пространственно-временных расчетных сетках, максимально компактный вычислительный шаблон (в одну расчетную ячейку) и алгоритм нелинейной коррекции потоков, основанный на принципе максимумов. Исследование свойств указанной схемы и ее модификаций на задаче ОИТ приведено в [5]. В работах [6–8] представлен и апробирован вычислительный метод для прямого численного моделирования пристеночных течений, основанный на схеме Кабаре. Результаты квазипрямого численного моделирования задач термоконвекции по схеме Кабаре в прямоугольных кавернах представлены в работах [9, 10].

В нашей работе помимо классических граничных условий для LES/DNS-моделирования представлены “искусственные” граничные условия, которые приводят к улучшению результатов расчета. В первой

расчетной ячейке проводится дополнительная процедура фильтрации с размером фильтра порядка размера сетки. Формально, совместно с базовым ILES-алгоритмом используется явная подсеточная модель вихревой вязкости, рассчитанная на учет особенности динамики сдвиговых пристеночных течений. В основе такой подсеточной модели используется улучшенная сдвиговая модель Смагоринского [3].

Разработанный подход применяется к моделированию течения в плоском канале. Эта задача является одной из классических в области пристеночных течений и подробно исследована в широком диапазоне чисел Рейнольдса [1]. Представленный алгоритм позволяет повысить точность расчетов по сравнению с базовым алгоритмом по схеме Кабаре на сетках, характерных для LES-вычислений, при расчете течения в плоском канале.

2. Постановка задачи. Рассматриваемая задача представляет собой двоякопериодический плоский канал с условием прилипания на стенках. В настоящей статье используется вычислительный метод на основе схемы Кабаре в приближении несжимаемой среды для расчета на ортогональных сетках, подробно описанный в работе [6]. Дополнительно рассматривается вопрос о возможности корректного учета сдвиговых эффектов непосредственно вблизи стенки при ILES-моделировании за счет введения так называемых “искусственных” граничных условий

2.1. Основные уравнения. Исходной для численного моделирования является система “отфильтрованных” уравнений Навье–Стокса для несжимаемой жидкости в классической LES-постановке с замыканием в виде модели вихревой вязкости:

$$\partial_j u_j = 0, \quad \partial_t u_i + \partial_j (u_i u_j) = -\partial_i p + \nu \partial_j^2 u_i + \partial_j (2\nu_T S_{ij}). \quad (1)$$

В (1) предполагается суммирование по повторяющимся индексам, $S_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_i u_j + \partial_j u_i)$ — тензор скоростей деформации. Вихревая вязкость принимается равной нулю всюду кроме первого слоя ячеек вблизи стенки. На самой стенке она равна нулю. В остальной области в качестве подсеточной модели работает численная диссипация (ILES-подход). В качестве модели вихревой вязкости используется улучшенная сдвиговая модель Смагоринского, представленная в работе [3]. Вихревая вязкость в (1) определяется по формуле

$$\nu_T(\mathbf{x}, t) = (C_s \Delta)^2 \left(|S(\mathbf{x}, t)| - \left| \langle S(\mathbf{x}, t) \rangle \right| \right).$$

Здесь прямые скобки $|\dots|$ определяют величину тензора $|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$, а угловые $\langle \dots \rangle$ подразумевают осреднение по ансамблю реализаций. В нашей работе используется осреднение по определенным интервалам времени. В модели учитывается вклад в перенос энергии на подсеточный масштаб как за счет турбулентных пульсаций сеточного масштаба, так и за счет среднего градиента скорости. По мере приближения к стенке $|\nu_T(\mathbf{x}, y)| \rightarrow 0$, а также становится равной нулю при ламинарном течении.

Характерный подсеточный масштаб Δ определяется из объема ячейки $\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$. Что касается константы Смагоринского C_s , расчеты показали, что результат слабо чувствителен к изменению этого параметра в диапазоне, используемом для моделирования классических задач о течениях в трубе и канале. Предполагается, что $C_s = 0.16$.

Рассмотренная модель является аналогом динамической модели. В отличие от динамической процедуры, модель является более устойчивой в вычислительном плане и не требует значительных вычислительных затрат, в том числе связанных с дополнительной (тестовой фильтрацией). Более того, ниже показана возможность локального осреднения тензора скоростей деформации.

Определение компонент тензора скоростей деформации S_{ij} и вихревой вязкости ν_T вводится на гранях первого слоя расчетных ячеек. Для определения данных величин в рамках представленного вычислительного метода необходимо дополнить сеточный шаблон скоростями в узлах интересующих нас ячеек. Доопределение этих скоростей производится путем интерполяции по значениям консервативных переменных (расположенных в центрах расчетных ячеек) в связанных с узлом ячейках. Для вычисления производных $\partial_j (2\nu_T S_{ij})$ в j -м направлении используются соответствующие компоненты тензора с противоположных граней ячейки вдоль этого направления. Вихревая вязкость равна нулю на стенке.

2.2. Расчетная область и сетка. При моделировании используются симметричные сетки относительно центральной плоскости, параллельной стенкам, с постепенным сужением к стенкам. Размеры ячеек вдоль нормального направления определяются следующим образом:

$$\Delta y(i) = y(i) - y(i-1), \quad i = 1, \dots, ny, \quad y(i) = (\delta - \Delta y_1) \frac{\operatorname{tanch} \left(\frac{R}{(ny-1)} \left(i - \frac{ny-1}{2} \right) \right)}{\operatorname{tanch} \left(\frac{R}{2} \right)} + \delta.$$

В нашем случае размер первой ячейки в нормальном направлении выбирается таким образом, чтобы $\Delta y_1^+ \approx 1$. В табл. 1 представлены соответствующие характеристики вычислительной области и расчетных сеток, используемых при ILES-моделировании. Число Рейнольдса определено через среднюю скорость в канале u_m , где $Re_m = \frac{2\delta u_m}{\nu}$, $\delta = 1$ — полувысота канала, а Δy_W^+ и Δy_C^+ — размеры ячеек возле стенки и в середине канала в нормальном направлении, выраженные в пристенных единицах: $y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu}$, u_τ — динамическая скорость.

Размеры области взяты таковыми, чтобы можно было проводить сравнение с результатами прямого численного моделирования. Размеры ячеек в пристенных единицах в табл. 1 определяются из полученного значения динамической скорости u_τ на входе ILES-расчетов с искусственными граничными условиями. Количество узлов сетки и размеры ячеек вблизи стенки выбираются исходя из классических LES-представлений расчета пристеночных течений [11].

Таблица 1

Характеристики расчетной области

Re_m	Размер области	Сетка	Δx_+	δz_+	δy_W^+	Δy_C^+
13750	$4\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta$	$160 \times 64 \times 160$	30.8	15.4	1.18	20.9
21900	$4\pi\delta \times 2\delta \times 2\pi\delta$	$256 \times 128 \times 256$	28.91	14.45	1.18	14.1
40000	$2\pi\delta \times 2\delta \times \pi\delta$	$256 \times 160 \times 256$	32.72	16.36	1.2	20

2.3. Процедура вычисления. Ниже приводятся результаты расчетов как с использованием искусственных граничных условий, так и без. Методика проведения таких расчетов схожая. В ламинарное течение вводится небольшое возмущение во всей расчетной области, распределенное по нормальному закону. Вследствие поддержания постоянного расхода в канале возмущения нарастают, и через определенный момент течение переходит в полностью вихревое. После того как суммарная кинетическая энергия выходит на квазипериодический уровень, для представления результатов производится осреднение характеристик течения по времени и по пространству (по двум периодическим направлениям) [7].

При использовании подсеточной модели в первом слое ячеек общее время счета разбивается на несколько временных интервалов, в каждом из которых N шагов по времени. Осреднение тензора скоростей деформации проводится на каждом интервале. В качестве начального приближения на следующем интервале берется среднее значение с предыдущего интервала. Этот интервал может быть выбран довольно произвольным образом и не считается определяющим параметром модели для данного типа течения. В нашей работе результаты представлены при $N = 10\,000$. Такое дробление на интервалы применяется потому, что напрямую рассчитывается переходный процесс от ламинарного течения к турбулентному.

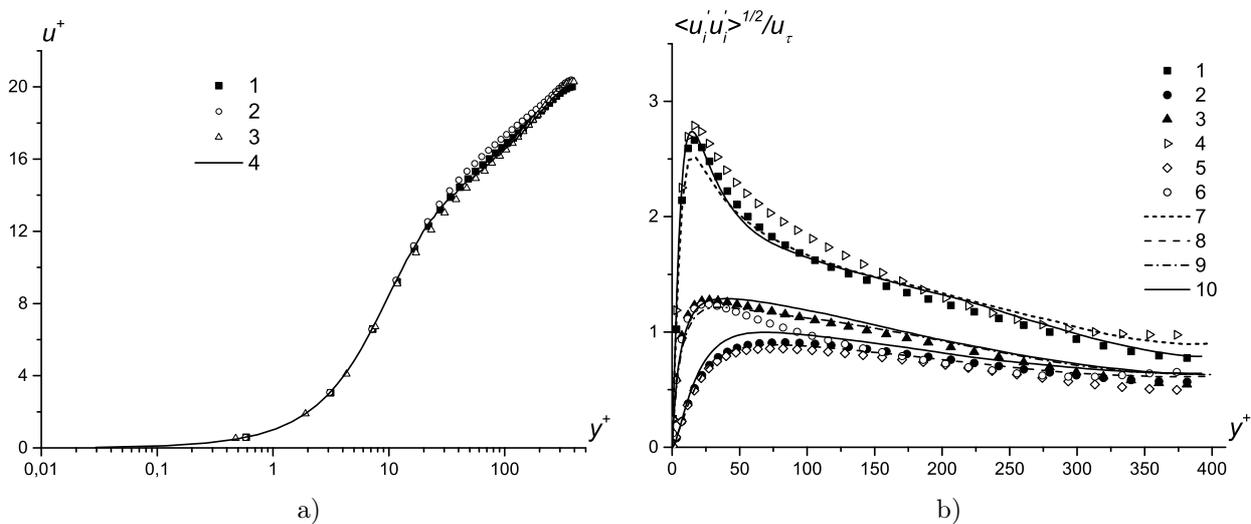


Рис. 1. $Re_m = 13\,750$. Профиль скорости (а): 1) C1; 2) C2; 3) LES [3]; 4) DNS [12] (б): интенсивность турбулентных пульсаций $\langle u_1'^+ \rangle_{rms}$, $\langle u_2'^+ \rangle_{rms}$, $\langle u_3'^+ \rangle_{rms}$: 1)–3) C1; 4)–6) C2; 7)–9) LES [3], 10) DNS [12] (одинаковое обозначение для всех трех компонент)

3. Результаты и обсуждение. В данном разделе приводятся результаты ILES-моделирования течения в плоском канале по описанной методике (C1) для чисел Рейнольдса 13 750, 21 900 и 40 000. Кроме того, приводятся результаты ILES-моделирования по схеме Кабаре на схожих сетках без использования искусственных граничных условий (C2).

На рис. 1–4 представлены рассчитанные характеристики течения в плоском канале: профили средней продольной компоненты скорости, интенсивности турбулентных пульсаций, профили вязкого и турбулентного напряжения трения. Для сравнения с результатами других расчетных групп проводится стандартная нормировка результатов на пристенные единицы.

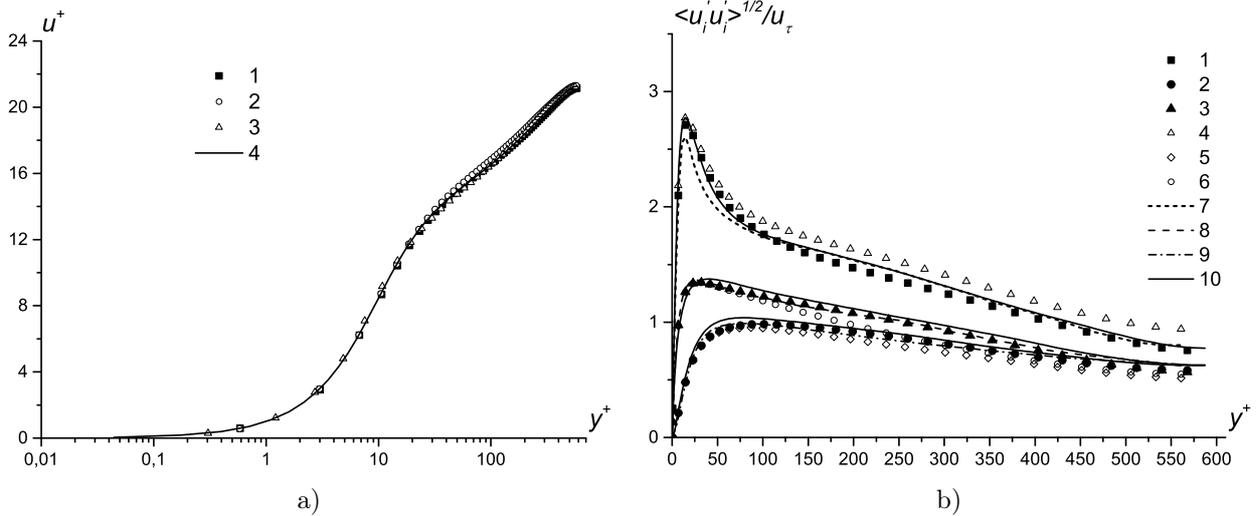


Рис. 2. $Re_m = 21\,900$. Профиль скорости (a): 1) C1; 2) C2; 3) LES [3]; 4) DNS [12] (b): интенсивность турбулентных пульсаций $\langle u_1'^+ \rangle_{rms}$, $\langle u_2'^+ \rangle_{rms}$, $\langle u_3'^+ \rangle_{rms}$: 1)–3) C1; 4)–6) C2; 7)–9) LES [3], 10) DNS [12] (одинаковое обозначение для всех трех компонент)

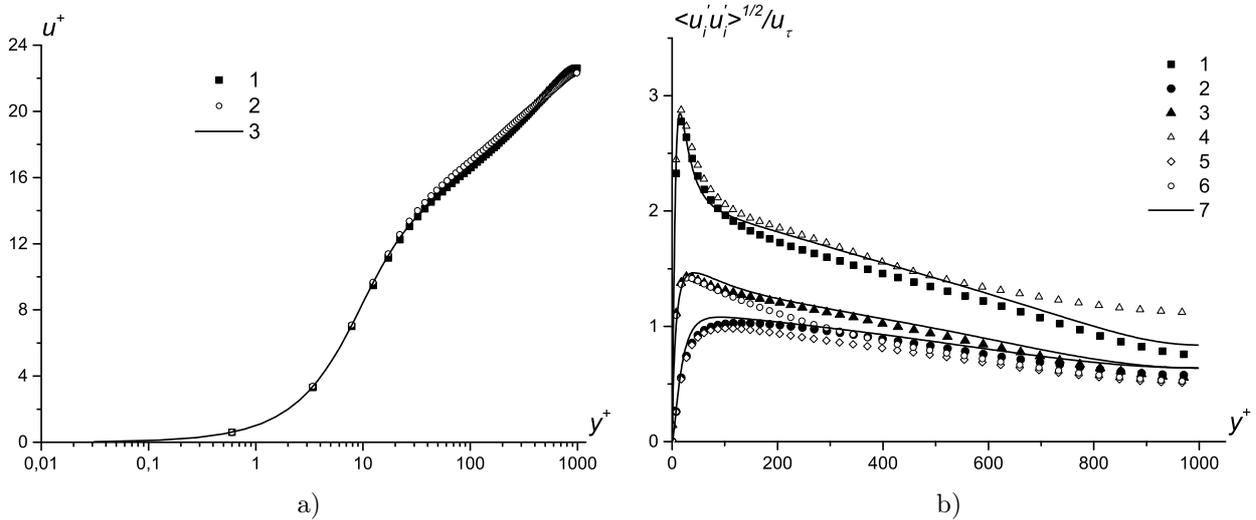


Рис. 3. $Re_m = 40\,000$. Профиль скорости (a): 1) C1; 2) C2; 3) DNS [13] (b): интенсивность турбулентных пульсаций $\langle u_1'^+ \rangle_{rms}$, $\langle u_2'^+ \rangle_{rms}$, $\langle u_3'^+ \rangle_{rms}$: 1)–3) C1; 4)–6) C2; 7) DNS [13] (одинаковое обозначение для всех трех компонент)

Для $Re_m = 13\,750$ (рис. 1 и 4a) сравнение проводится с результатами DNS-расчета по псевдоспектральному методу [12] и LES-расчета с использованием улучшенной сдвиговой модели Смагоринского по псевдоспектральному методу [3].

Для $Re_m = 21\,900$ (рис. 2 и 4b) тоже проводится сравнение с результатами DNS-расчета [12] и LES-расчета [3].

В случае $Re_m = 40\,000$ (рис. 3 и 4c) результаты сравниваются с DNS-расчетами по псевдоспектральному методу [12].

ному методу [13].

Профили скорости по обеим методикам (C1 и C2) рассчитываются достаточно точно, особенно для больших чисел Рейнольдса ($Re_m = 21\,900$ и $Re_m = 40\,000$). Небольшое отклонение в логарифмической области наблюдается для $Re_m = 13\,750$ при расчете по методике C2. Это связано с неточностью расчета турбулентных напряжений в данной области потока (рис. 4а).

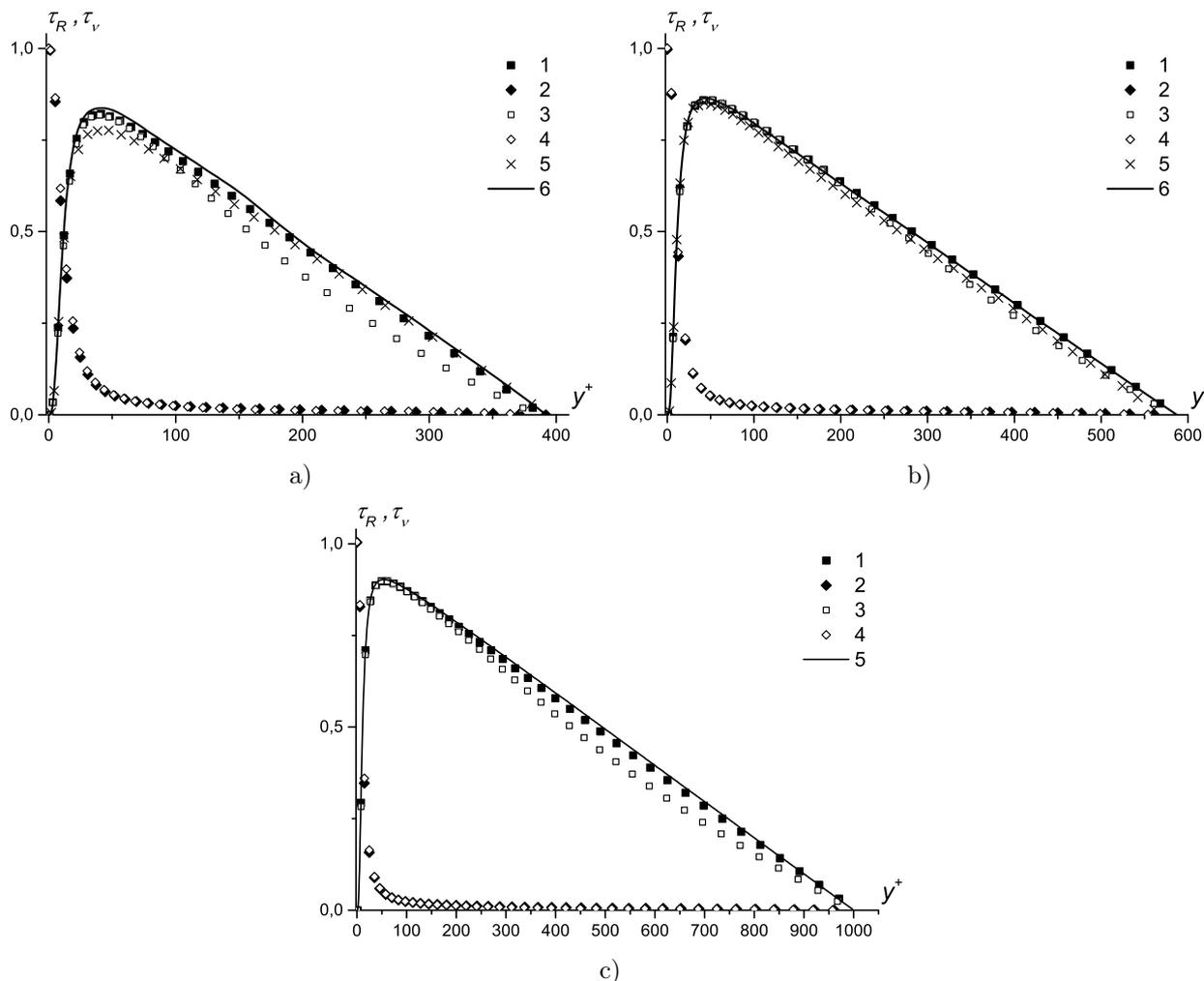


Рис. 4. Вклад вязкого τ_v и турбулентного τ_R напряжения трения:
 а) $Re_m = 13750$: 1)–2) τ_R, τ_v C1; 3)–4) τ_R, τ_v C2; 5) τ_R LES [3]; 6) τ_R DNS [12];
 б) $Re_m = 21900$: 1)–2) τ_R, τ_v C1; 3)–4) τ_R, τ_v C2; 5) τ_R LES [3]; 6) τ_R DNS [12];
 в) $Re_m = 40000$: 1)–2) τ_R, τ_v C1; 3)–4) τ_R, τ_v C2; 5) τ_R DNS [13]

Течение возле стенки является сильно анизотропным, о чем говорит существенное различие вторых моментов скорости в различных направлениях (рис. 1б–3б). В центре канала, где течение приближается к изотропному, данное отличие минимально. Введенные модификации в приграничном слое расчетных ячеек позволяют корректно определять подсеточные напряжения, что, в свою очередь, приводит к более точному вычислению средних характеристик течения во всей расчетной области. Результаты, полученные по описанной методике (C1), показывают хорошее совпадение с данными прямого численного моделирования во всем исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса. Особенно точно разрешаются пики интенсивностей турбулентных пульсаций (рис. 1б–3б). На рис. 1 и 2 так же приведено сравнение с результатами LES-расчетов по псевдоспектральному методу с подсеточной моделью [3]. Использование псевдоспектрального метода для LES-вычислений обусловлено желанием свести к минимуму ошибки аппроксимации и сфокусироваться на ошибках, связанных с подсеточным моделированием. Результаты расчетов с использованием искусственных граничных условий (C1) показывают достаточно точное совпадение с данными LES-расчетов [3]. Небольшое отличие наблюдается в области пиковых значений интенсивности продольных турбулентных пульсаций, где LES-расчеты [3] дают заниженные значения (рис. 1б и 2б).

В расчетах без использования искусственных граничных условий (C2) отсутствие дополнительного учета сдвиговых эффектов, вводимых моделью (1) в области вблизи стенки, приводит к увеличению интенсивности продольных турбулентных пульсаций $\overline{u'^2}^+$ (рис. 1b–3b) и, как следствие, к подавлению интенсивности турбулентных пульсаций в нормальном $\overline{v'^2}^+$ и поперечном $\overline{w'^2}^+$ направлениях. Значение $\overline{v'^2}^+$ отражает величину флуктуации скорости в нормальном направлении, поэтому подавление $\overline{v'^2}^+$ приводит к занижению значений турбулентного напряжения трения (напряжений Рейнольдса) $\tau_R = -\overline{u'v'}^+$ (рис. 4). На рис. 4 напряжения Рейнольдса представлены совместно с рассчитанными значениями вязкого напряжения трения $\tau_\nu = \frac{d\overline{u}^+}{dy^+}$.

Для числа Рейнольдса 21 900 использовалась наиболее подробная сетка, поэтому результаты расчета без использования граничных условий (C2) в большей степени соотносятся с результатами расчета C1 и данными прямого численного моделирования.

Таблица 2

Сравнительные данные по КС

Re_m	C_f DNS	C_f C2	C_f C1
13750	6.50×10^{-3}	$6.20 \times 10^{-3}(-4.6\%)$	6.50×10^{-3}
21900	5.75×10^{-3}	$5.64 \times 10^{-3}(-2\%)$	$5.78 \times 10^{-3}(+0.5\%)$
40000	5.00×10^{-3}	$4.97 \times 10^{-3}(-0.6\%)$	5.0×10^{-3}

В табл. 2 представлено сравнение коэффициента сопротивления (КС), рассчитанного по схеме Кабаре с учетом модификации (C1) и без (C2). Использование искусственных граничных условий позволяет добиться высокой точности в определении КС для течения в плоском канале (в пределах 1% в сравнении с данными DNS-расчетов).

4. Заключение. В настоящей статье представлены результаты ILES-моделирования течения в плоском канале на основе схемы Кабаре. Расчет проводится как с применением базового алгоритма [7] для проведения квазипрямого численного моделирования, так и алгоритма с использованием искусственных граничных условий для учета сдвиговых эффектов в первом слое (вблизи стенки) расчетных ячеек. Последний основывается на применении в этом слое явной подсеточной модели, являющейся модификацией классической модели Смагоринского для сдвиговых течений. При использовании предложенной модификации на характерных для LES-моделирования сетках удалось улучшить получаемые результаты по сравнению с базовым алгоритмом. Так, ошибка при вычислении КС для исследуемого течения была снижена с $\approx 5\%$ до менее 0.5%, а поведение вторых моментов в большей степени соответствует результатам прямого численного моделирования. Полученные результаты хорошо соотносятся с другими работами по LES-моделированию течения в плоском канале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008.
2. Schumann U. Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli // J. Comput. Phys. 1975. **18**, N 4. 376–404.
3. Léveque E., Toschi F., Shao L., Bertoglio J.-P. Shear-improved Smagorinsky model for large-eddy simulation of wall-bounded turbulent flows // J. Fluid Mech. 2007. **570**. 491–502.
4. Головизнин В.М., Зайцев М.А., Карабасов С.А., Короткин И.А. Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов. М.: Изд-во Моск. ун-та, 2013.
5. Глотов В.Ю. Математическая модель свободной турбулентности на основе принципа максимума. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. М., 2015.
6. Асфандияров Д.Г., Березин Б.И., Финогенов С.А. Прямое численное моделирование турбулентного течения вязкой несжимаемой жидкости по схеме КАБАРЕ в плоском канале // Вопросы атомной науки и техники. 2013. № 4. 57–62.
7. Асфандияров Д.Г., Головизнин В.М., Финогенов С.А. Беспараметрический метод расчета турбулентного течения в плоском канале в широком диапазоне чисел Рейнольдса // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2015. **55**. № 9. 1545–1558.
8. Асфандияров Д.Г., Финогенов С.А., Головизнин В.М. Прямое численное моделирование пристенной турбулентности в плоском канале в широком диапазоне чисел Рейнольдса // Вопросы атомной науки и техники. 2016.

№ 2. 48–58.

9. Головизнин В.М., Короткин И.А., Финогенов С.А. Беспараметрический численный метод для расчета термоконвекции в прямоугольных кавернах в широком диапазоне чисел Рэлея // Вычислительная механика сплошных сред. 2015. **8**, № 1. 60–70.
10. Головизнин В.М., Короткин И.А., Финогенов С.А. Моделирование турбулентной естественной конвекции в замкнутых вытянутых по высоте областях // Вычислительная механика сплошных сред. 2016. **9**, № 3. 253–263.
11. Sagaut P. Large eddy simulation for incompressible flows. An introduction. Berlin: Springer, 2006.
12. Moser R.D., Kim J., Mansour N.N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$ // Phys. Fluids. 1999. **11**, N 4. 943–945.
13. Graham J., Kanov K., Yang X.I.A., et al. A Web services accessible database of turbulent channel flow and its use for testing a new integral wall model for LES // Journal of Turbulence. 2016. **17**, N 2. 181–215.

Поступила в редакцию
19.11.2018

Artificial Boundary Conditions for the ILES Modeling of Plane Channel Flow Using the Cabaret Scheme

D. G. Asfandiyarov¹

¹ Nuclear Safety Institute, Russian Academy of Sciences; ulitsa Bol'shaya Tul'skaya 52, Moscow, 115191, Russia; Junior Scientist, e-mail: dasfandiyarov@ibrae.ac.ru

Received November 19, 2018

Abstract: Some results of ILES modeling of the plane channel flow of a viscous incompressible fluid using the Cabaret scheme are discussed. The possibility of modifying the calculation of flow near the wall is considered to determine the average characteristics more accurately. The "artificial" boundary conditions are introduced by using a special eddy viscosity model in the first layer of cells near the wall to correctly account for shear effects. The results of numerical simulation of plane channel flow obtained using the Cabaret scheme with and without artificial boundary conditions are compared in a wide range of Reynolds numbers. It is shown that the introduced modifications in the near-wall layer improve the accuracy of determining the average flow characteristics, especially the second moments. The obtained data are also compared with the results of LES modeling by the pseudospectral method and with the data from direct numerical simulation.

Keywords: plane channel, ILES, Cabaret scheme, artificial boundary conditions.

References

1. K. N. Volkov and V. N. Emel'yanov, *Large Eddy Simulation in Calculations of Turbulent Flows* (Fizmatlit, Moscow, 2008) [in Russian].
2. U. Schumann, "Subgrid Scale Model for Finite Difference Simulations of Turbulent Flows in Plane Channels and Annuli," J. Comput. Phys. **18** (4), 376–404 (1975).
3. E. Léveque, F. Toschi, L. Shao, and J.-P. Bertoglio, "Shear-Improved Smagorinsky Model for Large-Eddy Simulation of Wall-Bounded Turbulent Flows," J. Fluid Mech. **570**, 491–502 (2007).
4. V. M. Goloviznin, M. A. Zaitsev, S. A. Karabasov, and I. A. Korotkin, *New CFD Algorithms for Multiprocessor Computer Systems* (Mosk. Gos. Univ., Moscow, 2013) [in Russian].
5. V. Yu. Glotov, *A Mathematical Model of Free Turbulence Based on Maximum Principle*. Candidate's Dissertation in Mathematics and Physics (Keldysh Institute of Applied Mathematics, Moscow, 2015).
6. D. G. Asfandiyarov, B. I. Berezin, and S. A. Finogenov, "Direct Numerical Simulation of a Turbulent Flow of Viscous Incompressible Fluid in a 2D Channel Using Scheme CABARE," Voprosy Atomn. Nauki Tekhn., No. 4, 57–62 (2013).
7. D. G. Asfandiyarov, V. M. Goloviznin, and S. A. Finogenov, "Parameter-Free Method for Computing the Turbulent Flow in a Plane Channel in a Wide Range of Reynolds Numbers," Zh. Vychisl. Mat. Mat. Fiz. **55** (9), 1545–1558 (2015) [Comput. Math. Math. Phys. **55** (9), 1515–1526 (2015)].
8. D. G. Asfandiyarov, S. A. Finogenov, and V. M. Goloviznin, "Direct Numerical Simulation of Near-Wall Turbulence in a Plane Channel in a Wide Range of Reynolds Numbers," Voprosy Atomn. Nauki Tekhn., No. 2, 48–58 (2016).

9. V. M. Goloviznin, I. A. Korotkin, and S. A. Finogenov, "Parameter-Free Numerical Method for Modeling Thermal Convection in Square Cavities in a Wide Range of Rayleigh Numbers," *Vychisl. Mekhan. Sploshn. Sred* **8** (1), 60–70 (2015).
10. V. M. Goloviznin, I. A. Korotkin, and S. A. Finogenov, "Turbulent Natural Convection Modeling in Enclosed Tall Cavities," *Vychisl. Mekhan. Sploshn. Sred* **9** (3), 253–263 (2016).
11. P. Sagaut, *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows. An Introduction* (Springer, Berlin, 2006).
12. R. D. Moser, J. Kim, and N. N. Mansour, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow up to $Re_\tau = 590$," *Phys. Fluids*. **11** (4), 943–945 (1999).
13. J. Graham, K. Kanov, X. I. A. Yang, et al., "A Web Services Accessible Database of Turbulent Channel Flow and Its Use for Testing a New Integral Wall Model for LES," *J. Turbul.* **17** (2), 181–215 (2016).