

УДК 532.526.4+532.5.013

Моделирование турбулентных пограничных слоев на теле вращения при наличии разрушителей крупных вихрей

В.И. Корнилов¹, Е.А. Шквар²

¹*Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск*

²*Национальный авиационный университет, Киев, Украина*

E-mail: kornilov@itam.nsc.ru, eush@hotmail.ru

Предложен подход к построению комбинированной алгебраически-дифференциальной модели турбулентной вязкости и выполнена соответствующая модификация метода расчета турбулентных пограничных слоев, формирующихся на теле вращения при его обтекании несжимаемым потоком. На основе широкого использования экспериментальных данных выполнено тестирование разработанных модельных представлений путем воспроизведения особенностей, присущих турбулентным пограничным слоям на теле вращения при наличии вблизи обтекаемой поверхности устройств разрушения крупных вихрей. В рамках разработанного подхода продемонстрирована возможность расчетным путем успешно моделировать характерные особенности эволюции определяющих локальных характеристик турбулентного течения в широком диапазоне изменения параметров указанных устройств.

Ключевые слова: Расчет, алгебраически-дифференциальная модель, турбулентный пограничный слой, тело вращения, устройства разрушения вихрей, эксперимент.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее приоритетных направлений современной аэрогидродинамики является разработка новых и совершенствование существующих методов управления сдвиговыми течениями, представляющих несомненный интерес в разнообразных технических приложениях и, в частности, для транспортной отрасли, способствуя повышению ее энергетической конкурентоспособности и экологической безопасности. Эффективным ресурсом снижения себестоимости перевозок является применение методов и технологий уменьшения сопротивления трения транспортных средств, которое в зависимости от их скорости и назначения может составлять от 30 до 90 % полного аэродинамического сопротивления. Согласно результатам обобщений многочисленного экспериментального материала, выполненного в [1–3], доля сопротивления трения в полном сопротивлении может достигать 40–80 % для современных транспортных самолетов, 70 % для подводных лодок, 30–90 % для надводных судов и до 90 % для трубопроводного транспорта. Современные образцы авиационного, водного и трубопроводного транспорта при

типичных для них числах Рейнольдса характеризуются реализацией турбулентного режима течения на подавляющей части обтекаемой поверхности. Известно, что турбулентному обтеканию присущи крайне сложный механизм и существенно большее в сравнении с ламинарным течением сопротивление трения. Это, в свою очередь, обуславливает первоочередной интерес к разработке методов воздействия именно на турбулентное движение с целью уменьшения, прежде всего, турбулентного трения и формирования условий, которые способствуют безотрывному обтеканию. Исследования в этом направлении нуждаются в проведении углубленных тщательных экспериментов с целью выяснения сложной многомасштабной структуры течений в непосредственной близости от обтекаемой поверхности и определения процессов взаимодействия между отдельными структурными компонентами турбулентных течений. Именно сложность процессов турбулентного обмена и проблемы их теоретического описания, особенно при использовании средств управления, обуславливают преимущественно экспериментальный характер работ в этой сфере [2, 3 и др.], что, в свою очередь, определяет актуальность обобщения имеющейся эмпирической информации и построения соответствующих математических моделей.

1. КРАТКИЙ АНАЛИЗ ИССЛЕДОВАНИЙ УПРАВЛЕНИЯ ПРИСТЕННЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Многочисленные экспериментальные исследования, современное состояние которых достаточно полно отражено в обзорах [2, 3] и трудах конференций [4, 5], свидетельствуют о существовании ряда эффективных способов воздействия на турбулентное течение для целенаправленного формирования его структуры и, как следствие, уменьшения сопротивления трения. Однако общим недостатком всех известных подходов является достаточно узкий диапазон режимных параметров, в пределах которого обеспечивается позитивный эффект. Именно это обстоятельство значительно усложняет, а в некоторых случаях и делает невозможным непосредственное перенесение полученных экспериментальных результатов на натурные объекты, что, по-видимому, и является основным препятствием их практического использования. Еще одной существенной проблемой является тот факт, что воздействие этих методов на сопротивление трения происходит опосредованно. Это означает, что отмеченное воздействие осуществляется на определенные структуры турбулентного движения, а уже через них — на свойства течения. С другой стороны, данные факторы обуславливают актуальность разработки математических моделей турбулентных пристенных течений в условиях воздействия тех или иных способов управления, которые позволяют оптимизировать геометрические и режимные параметры последних непосредственно для ожидаемых условий их эксплуатации.

Хорошо известным, но по приведенным выше причинам неприменимым до сих пор на реальных транспортных объектах средством модификации турбулентности пристенных течений являются тонкие пластины, устанавливающиеся в пограничном слое (преимущественно в его внешней области) на некотором расстоянии от поверхности и предназначенные для разрушения присущих турбулентному движению крупномасштабных вихревых образований. В соответствии с получившим распространение и ныне устоявшимся англоязычным названием этих устройств — Large Eddy BreakUp devices, они обозначаются общепринятой сейчас аббревиатурой LEBU. Устройства LEBU в отличие от ряда иных средств управления (полимерные и микропузырьковые добавки, податливые покрытия, риблеты) не имеют прототипов в природе, однако они прошли значительный объем экспериментальных исследований как в лабораторных условиях [1–3], так и в летных

испытаниях [6]. В частности, в работе [1] отмечается, что на тяжелом транспортном самолете при $Re \approx (3\div 5) \cdot 10^8$ благодаря указанным устройствам полное сопротивление удалось уменьшить на 2–4 %. Тщательный анализ результатов параметрических экспериментальных исследований влияния LEBU на пограничный слой на теле вращения диаметром 100 мм, выполненных в работе [7], позволил авторам указать более широкие границы позитивного эффекта, который может быть достигнут за счет таких устройств, а именно до 7–8 % уменьшения полного сопротивления и до 10–30 % — в сопротивлении трения. Отсюда следует, что экспериментальные исследования влияния LEBU являются важным этапом в накоплении и систематизации информации о свойствах данных течений. В то же время для обеспечения возможности эффективного применения этих результатов на практике представляется актуальным их обобщение на основе использования соответствующей математической модели, способной учитывать и воспроизводить существенные изменения характеристик турбулентного пограничного слоя, обусловленные влиянием указанных устройств.

Возможности пассивного управления турбулентным пограничным слоем на теле фюзеляжеобразной формы при помощи LEBU существенно менее изучены в сравнении со случаем обтекания плоской пластины. Между тем именно такие конфигурации представляют наибольший практический интерес, поскольку в отличие, например, от крыловых поверхностей, где формируется достаточно обширная область ламинарного течения и где существует широкий спектр методов управления, на указанных телах пограничный слой нередко почти с самого начала находится в турбулентном состоянии, и способы воздействия на такое течение носят ограниченный характер.

Целью данного исследования является анализ возможностей развиваемой одним из авторов комбинированной алгебраически-дифференциальной версии полуэмпирического подхода применительно к математическому моделированию пограничных слоев на теле вращения при наличии LEBU в широком диапазоне параметров, характеризующих геометрию и расположение LEBU относительно обтекаемой поверхности.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Наиболее сильным проявлением наличия устройства LEBU вблизи обтекаемой поверхности является возникновение за ним узкого следа, характеризующегося резкими локальными изменениями профилей осредненной скорости, рейнольдсовых напряжений и, в частности, компонент интенсивности турбулентных пульсаций, проявляющихся в виде нарушения их монотонности. Данное обстоятельство существенно ограничивает возможности применения алгебраических моделей турбулентности, требуя использования более адаптированных к подобным условиям дифференциальных моделей описания динамики турбулентного движения. Последние, как известно, в силу нелокальности определения характеристик турбулентного обмена более адекватно описывают реакцию потока на локальные возмущения.

Учитывая, что в настоящей работе предполагается сконцентрировать внимание не на обтекании самого LEBU, а на воспроизведении течения за ним, в основу математической модели положена система дифференциальных уравнений на цилиндрическом теле постоянного радиуса в приближении пограничного слоя:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{v}}{\partial \bar{y}} + \frac{\bar{u}}{u_h} \frac{du_h}{d\bar{x}} = 0, \quad (1)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \bar{u}^2 \frac{1}{u_h} \frac{\partial u_h}{\partial \bar{x}} = -\frac{d\bar{p}}{d\bar{x}} + \frac{2}{3} \frac{\partial k}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{\tau}}{\partial \bar{y}}, \quad (2)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{k}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{k}}{\partial \bar{y}} + 2\bar{u} \bar{k} \frac{1}{u_h} \frac{\partial u_h}{\partial \bar{x}} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(r \bar{D}_k^{\text{eff}} \frac{\partial \bar{k}}{\partial \bar{y}} \right) + \text{P} - \bar{\varepsilon}, \quad (3)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{\varepsilon}}{\partial \bar{y}} + 3\bar{u} \bar{\varepsilon} \frac{1}{u_h} \frac{\partial u_h}{\partial \bar{x}} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left(r \bar{D}_\varepsilon^{\text{eff}} \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial \bar{y}} \right) + (C_{\varepsilon 1} \text{P} - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \bar{\varepsilon}) \frac{\bar{\varepsilon}}{k}, \quad (4)$$

где (1) — уравнение неразрывности, (2)–(4) — уравнения переноса продольной составляющей скорости u , кинетической энергии турбулентности k и скорости ее диссипации ε соответственно, $r = r_w + y$, в котором r_w — радиус обтекаемого тела, а $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$ — модельные коэффициенты и f_ε — демпфирующая функция [9]. Здесь продольная ось x направлена вдоль образующей цилиндрической части тела вращения, а ось y перпендикулярна обтекаемой поверхности. Уравнения (1)–(4) представлены в безразмерном виде, причем обезразмеривание выполняется по характерному размеру расчетной области L : $\bar{x} = x/L$, $\bar{y} = y/L$.

В общем случае скорость внешнего течения u_h рассматривается как известная функция продольной координаты x , а градиент безразмерного давления $\bar{p} = p/(\rho u_h^2)$ определяется на основе распределения внешней скорости в соответствии с уравнением Бернулли, ρ — плотность, v — нормальная составляющая скорости. В условиях безградиентного обтекания цилиндрической части осесимметричного тела вращения ($d\bar{p}/d\bar{x} = 0$) можно принять, что скорость u_h равна скорости невозмущенного потока u_∞ , то есть $u_h = u_\infty$. Соответственно безразмерные компоненты скорости задаются в виде $\bar{u} = u/u_\infty$, $\bar{v} = v/u_\infty$. Кроме того, такой подход обеспечивает определенную свободу выбора начала координат, которое в настоящей работе бралось аналогично результатам соответствующих экспериментальных исследований [7, 8]. В частности, при моделировании течения за устройствами разрушения вихрей начало координат совмещалось с сечением расположения задней кромки последнего из колец LEBU. Безразмерное напряжение трения $\bar{\tau} = \tau/(\rho u_\infty^2)$ в соответствии с предположением ньютоновской жидкости моделируется формулой Буссинеска

$$\bar{\tau} = \bar{v}_{\text{eff}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}},$$

где $\bar{v}_{\text{eff}} = \frac{(v + v_t)}{u_\infty L}$ — безразмерный кинематический коэффициент эффективной

вязкости, в котором v , v_t — кинематические коэффициенты молекулярной и турбулентной вязкости соответственно. Кинетическая энергия турбулентности k и скорость ее диссипации ε обезразмериваются следующим образом:

$$\bar{k} = k/(\rho u_\infty^2), \quad \bar{\varepsilon} = \varepsilon L/(\rho u_\infty^3).$$

Коэффициенты диффузии для k и ε определяются выражениями:

$$\bar{D}_k^{\text{eff}} = \frac{(v + v_t/\sigma_k)}{u_\infty L}, \quad \bar{D}_\varepsilon^{\text{eff}} = \frac{(v + v_t/\sigma_\varepsilon)}{u_\infty L},$$

где $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$. $P = \bar{v}_t \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} \right)^2$ — член порождения k .

Система (1)–(4) решается при следующих граничных условиях. На обтекаемой поверхности ($\bar{y} = 0$), а для уравнений (3), (4) в ее окрестности ($\bar{y}_* = 30 \frac{v}{v_* L}$):

$$\bar{u} = 0, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{k} = \frac{v_*^2}{u_\infty^2 \sqrt{C_\mu}}, \quad \bar{\varepsilon} = \frac{v_*^3}{u_\infty^3 k \bar{y}_*}, \quad (5)$$

где $C_\mu = 0,09$. На внешней границе ($\bar{y} \rightarrow \infty$):

$$\bar{u} \rightarrow u_\infty, \quad \frac{\partial \bar{k}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0, \quad \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial \bar{y}} \rightarrow 0. \quad (6)$$

В начальном расчетном сечении ($\bar{x} = \bar{x}_0$):

$$\bar{u} = f(\bar{y}), \quad \bar{k} = \varphi(\bar{y}), \quad \bar{\varepsilon} = \psi(\bar{y}). \quad (7)$$

В качестве начальных распределений (7) использовались интерполяционные зависимости, полученные из имеющихся экспериментальных данных для $\bar{u}(\bar{y})$, $\bar{k}(\bar{y})$,

и результаты их пересчета для $\bar{\varepsilon}(\bar{y}) = \sqrt{C_\mu} \left| k(y) \frac{\partial u}{\partial y} \right|$.

2.1. Модель турбулентности

С целью определения диффузионных коэффициентов использована комбинированная алгебраически-дифференциальная модель турбулентности, построенная Е.А. Шкваром на основе алгебраической модели В.Т. Мовчана [11] и дифференциальной двухпараметрической модели Джонса–Лаундера в работе [9]. Из первой модели использован заложенный в ней общий принцип объединения зависимостей для внутренней и внешней областей пристенного сдвигового течения

$$v_t = v_{t\text{wake}} \tanh \frac{v_{t\text{wall}}}{v_{t\text{wake}}} \quad (8)$$

вместе с хорошо адаптированной к описанию турбулентной вязкости v_t во внутренней области этого течения формулой

$$v_{t\text{wall}} = ky v_* \sqrt{\bar{\tau}} D_m,$$

где $D_m = \tanh \frac{\sinh^2[\chi_1 y^+ \sqrt{\bar{\tau}}] \tanh[\sinh^2(\chi_2 y^+ \sqrt{\bar{\tau}})]}{ky^+ \sqrt{\bar{\tau}}}$. (9)

Здесь $\bar{\tau} = 1 + \frac{dp}{dx} y$ при $\frac{dp}{dx} \geq 0$ и $\bar{\tau} = 1 / \left(1 - \frac{dp}{dx} y \right)$ при $\frac{dp}{dx} < 0$, $v_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ —

динамическая скорость, а $k = 0,37-0,45$, $\chi_1 = 0,068-0,072$, $\chi_2 = 0,223$ — модельные коэффициенты. Вторая использованная в данном подходе — дифференциальная k - ε -модель Джонса–Лаундера — применена также локально, но во внешней области, то есть там, где она в наибольшей мере является адаптированной к своей

ствам турбулентного течения, а именно:

$$v_{\text{wake}} = C_{\mu} \cdot k^2 / \varepsilon. \quad (10)$$

В целом использование дифференциальных моделей в сравнении с алгебраическими является более обоснованным применительно к описанию инерционных свойств крупномасштабной турбулентности и учету воздействия управляющих факторов, модифицирующих ее структурные особенности и динамику. В рамках отмеченного дифференциального подхода это достигается благодаря моделированию процессов энергетического баланса на уровне дифференциальных уравнений переноса (3), (4), что и позволило учесть наличие и эффект воздействия LEBU. В то же время следует заметить, что k - ε модель построена на принципе локального равновесия турбулентности, который теряет справедливость по мере приближения к обтекаемой поверхности. Поэтому, соответственно, данная модель также имеет низкий уровень обоснованности в окрестности обтекаемой поверхности, что и является причиной традиционного введения демпфирующих функций f_{μ} и f_{ε} , а также добавления в правые части уравнений (3), (4) дополнительных источников членов, существенных именно вблизи обтекаемой поверхности. Из-за отсутствия должного физического обоснования применяемого демпфирования этот подход имеет несколько различных вариаций при построении низкорейнольдсовых версий k - ε модели, которые ставят целью, прежде всего, достижение желаемой математической асимптотики характеристик, которые моделируются вблизи обтекаемой поверхности.

В рамках предложенного подхода множитель $\tanh(v_{\text{rwall}}/v_{\text{wake}})$ для внутренней области, присутствующий в алгебраической модели (8), можно также рассматривать как демпфер k - ε модели, по сути являющийся аналогом традиционно употребляемой функции f_{μ} [9]. Однако этот демпфер наделен существенно более интеллектуальными свойствами, которые позволяют воспроизводить на его основе ряд эффектов в условиях управления пристенным течением. Сама же модель [11], как одна из самых развитых в представленном классе алгебраических моделей, является (в отличие от дифференциальных моделей) хорошо адаптированной к течению вблизи обтекаемых поверхностей.

Таким образом, в соответствии со структурой построенной модели (8)–(10) предложенная комбинация двух разных подходов к описанию турбулентной вязкости обеспечивает каждой из составляющих модели лишь тот локальный диапазон их использования, где они являются наиболее обоснованными и применимыми.

2.1. Некоторые подробности расчетного метода

Уравнения (1)–(4) с заданными граничными условиями (5)–(7) решались на основе неявного двухшагового безытерационного маршевого метода второго порядка точности по обеим координатам на неравномерной в обоих направлениях прямоугольной сетке. Как правило, количество узлов в продольном направлении составляло $i_{\text{max}} = 1000$ – 1500 , а вдоль нормали (для обеспечения достаточного разрешения сетки в областях сильных поперечных градиентов, обусловленных LEBU) оно выбрано равным $j_{\text{max}} = 500$ – 800 .

В связи с построением модифицированной алгебраически-дифференциальной версии модели турбулентности особое внимание уделено деталям ее реализации в расчетном методе. Уравнения переноса для k и ε (3), (4) решаются, начиная с расстояния от стенки $\bar{y}_* = 30\nu/(v_* \cdot L)$, где и задаются соответствующие граничные

условия (5). Множитель 30 определяет приближенное начало логарифмического участка в координатах закона стенки ($y\mathcal{U}_* / \nu \approx 30$), где гипотеза локального равновесия, заложенная в структуру модельных уравнений (3), (4), (10), уже становится правомочной. Фактически эта процедура является эквивалентной известному методу пристеночных функций, который был многократно верифицирован расчетами разнообразных течений [9, 10].

Однако следует отметить, что наиболее существенная разница между методом пристеночных функций и методом настоящей работы заключается в том, что результаты вычислений $k(y)$ и $\varepsilon(y)$ в тех расчетных узлах, которые начинают удовлетворять условию $\bar{y} \geq \bar{y}_*$, не используются непосредственно в расчетах течения и не являются определяющими для значений коэффициента турбулентной вязкости ν_t вблизи \bar{y}_* . Коэффициент турбулентной вязкости внешней области $\nu_{t\text{wake}}$, вычисленный для этих узлов по формуле (10), будет значительно большим в сравнении с соответствующим коэффициентом для внутренней области $\nu_{t\text{wall}}$, рассчитываемым согласно алгебраической модели (9), начиная со стенки $\bar{y} = 0$. Потому в силу асимптотических свойств формулы (8) при $\bar{y} \rightarrow 0$ имеем $\nu_t \approx \nu_{t\text{wall}}$. Следовательно, независимо от вычисляемых величин $k(y)$ и $\varepsilon(y)$ вблизи стенки работает исключительно алгебраическая модель (9). По мере же роста нормальной координаты \bar{y} величина $\nu_{t\text{wall}}$, согласно структуре формулы (9), увеличивается, тогда как $\nu_{t\text{wake}}$ в соответствии с известными физическими особенностями, напротив, уменьшается. В итоге отношение $\nu_{t\text{wall}} / \nu_{t\text{wake}}$ имеет тенденцию к росту, а следовательно, $\tanh(\nu_{t\text{wall}} / \nu_{t\text{wake}}) \rightarrow 1$ и при больших значениях \bar{y} имеем $\nu_t \approx \nu_{t\text{wake}}$ соответственно. Таким образом при возрастании значения нормальной координаты \bar{y} происходит последовательный переход от алгебраической к дифференциальной модели. Реально этот переход отслеживается по отклонению распределения скорости от прямой при полулогарифмическом представлении ее в координатах закона стенки. Таким образом, структура предложенной комбинированной модели (8)–(10) в рамках описанной расчетной процедуры обеспечивает непрерывный переход от алгебраической формулы (9) к дифференциальной модели (10), который осуществляется именно в процессе расчета характеристик течения в области справедливости логарифмического участка профиля скорости.

Касаясь практического аспекта применения данной комбинированной модели при моделировании пристенных течений с формирующимся позади LEBU немонотонным профилем скорости, стоит подчеркнуть еще одно существенное ее преимущество. Метод, основанный на алгебраической модели турбулентности [12, 13], нуждается в определении масштабов длины и скорости на каждом участке профиля, характеризующемся немонотонным распределением средней скорости. Это сопряжено с нахождением координат и значений его максимума и минимума на каждом расчетном шаге по продольной координате [14]. Данный же подход является свободным от этого существенного недостатка, поскольку алгебраическая модель применяется в разработанном методе исключительно вблизи обтекаемых поверхностей. С другой стороны, динамика присущих немонотонному профилю деформаций описывается более адаптированной для этого дифференциальной моделью посредством решения соответствующих дифференциальных уравнений переноса. В этой связи он может оказаться успешным для моделирования также пристенных струйных течений, характеризующихся значительно меньшими

величинами поперечных градиентов, в том числе и при наличии LEBU [15], и в целом может рассматриваться как перспективное направление дальнейшей апробации и развития разработанной методологии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Представленный раздел работы посвящен верификации разработанной модели турбулентности и расчетного метода с помощью воспроизведения расчетным путем характеристик течения на теле вращения с установленными в пограничном слое устройствами разрушения крупных вихрей. С этой целью использовались результаты исследований структуры течения на длинном цилиндрическом теле с эллипсоидальной носовой частью длиной 2600 мм и диаметром 100 мм при скорости невозмущенного потока $u_\infty = 25$ м/с [7, 8]. Устройство разрушения крупных вихрей представляло собой одно или несколько колец, изготовленных из тонкой стальной шлифованной пружинной ленты толщиной 0,13 мм и установленных коаксиально обтекаемому телу. Расстояние между передней кромкой тела вращения и задней кромкой LEBU составляло 804,7 мм для первого кольца и 935,2 мм для второго кольца (при использовании тандемной схемы). Изменение высоты h расположения LEBU над обтекаемой поверхностью достигалось варьированием диаметра колец. В процессе исследований были получены экспериментальные данные о параметрах среднего течения и характеристиках турбулентности в интервале относительных высот LEBU $h/\delta_0 = 0,31-0,74$, где δ_0 — толщина исходного пограничного слоя (при отсутствии LEBU) в сечении расположения первого кольцевого элемента, равная 12,2 мм.

3.1. Исходное течение

Первый этап тестирования разработанной расчетной методологии состоял в анализе характеристик исходного течения, реализующегося при обтекании тела вращения в отсутствие LEBU. При этом нужно иметь в виду следующие общие особенности, возникающие при обтекании осесимметричного тела. Известно, что, если толщина пограничного слоя δ мала в сравнении с поперечным радиусом тела R , течение может описываться уравнениями для плоского течения. При больших удлинениях, когда толщина пограничного слоя становится соизмеримой с радиусом тела, характеристики пограничного слоя могут существенно отличаться от соответствующих величин на пластине. В этом случае сопротивление трения возрастает, толщина пограничного слоя уменьшается, а формпараметр почти не изменяется по сравнению с течением на пластине. Как показывают расчеты, влияние поперечной кривизны необходимо учитывать уже при удлинениях $\lambda > 8-10$. В нашем случае условное удлинение тела вращения составляло порядка 23 и, как видно, могло существенно изменять характеристики пограничного слоя.

Результаты расчета профилей безразмерной средней скорости $\bar{u}(y)$ и продольной компоненты пульсаций скорости $\sqrt{u'^2}$ для ряда сечений, в которых были выполнены соответствующие измерения, представлены на рис. 1, *a, b*.

На рис. 1, *c* представлены расчетные распределения интегральных характеристик пограничного слоя (толщин вытеснения $\delta^*(x)$ и потери импульса $\delta^{**}(x)$) для рассматриваемого случая, а на рис. 1, *d* — расчетные данные, характеризующие изменение коэффициента поверхностного трения C_f вдоль продольной координаты x , в сравнении с соответствующими экспериментальными данными.

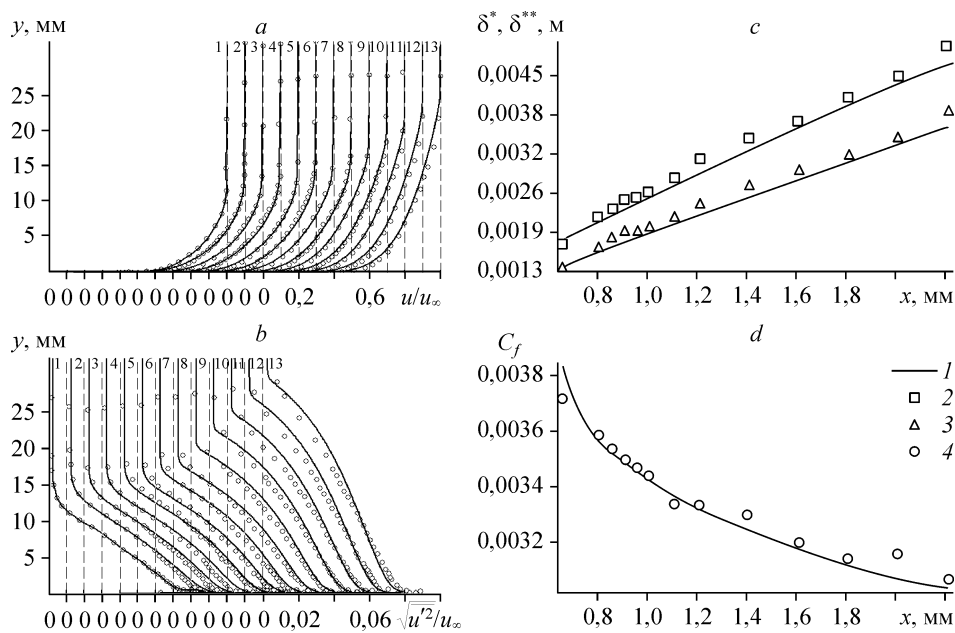


Рис. 1. Рассчитанные профили продольных составляющей скорости (а, линии) и компоненты пульсаций скорости (b, линии) в сравнении с данными эксперимента [7, 8] (кружки), x , м: 0,655 (1), 0,8 (2), 0,85 (3), 0,9 (4), 0,95 (5), 1,0 (6), 1,1 (7), 1,2 (8), 1,4 (9), 1,6 (10), 1,8 (11), 2,0 (12), 2,2 (13).

Сравнительные данные: c — характеризующие распределение интегральных толщин по длине тела вращения: расчет (1), эксперимент [7, 8] (2, 3); $\delta^*(x)$ (2), $\delta^{**}(x)$ (3); d — измерений коэффициента поверхностного трения: расчет (1), эксперимент [7, 8] (4).

Не вдаваясь в детали, отметим важную особенность выполненного сравнения. Результаты расчета турбулентного пограничного слоя на теле вращения в целом отражают не только качественные, но и количественные свойства анализируемого течения. В частности, отклонение расчетных значений $\delta^*(x)$, $\delta^{**}(x)$ и $C_f(x)$ (см. рис. 1, c, d) от экспериментальных не превышает 3% и практически находится в пределах погрешности расчета и эксперимента. Аналогичная ситуация наблюдается также и в отношении профилей средней скорости $\bar{u}(y)$ (см. рис. 1, a), которые вполне соответствуют экспериментальным. Несколько хуже согласование в части, касающейся продольной компоненты пульсаций скорости $\sqrt{u'^2}/u_\infty$ (см. рис. 1, b). Причины расхождений вызваны следующими причинами.

Для задания граничных условий в начальном сечении расчетной области использовались экспериментальные профили средней $\bar{u}(y)$ и пульсационной $\sqrt{u'^2}/u_\infty$ скоростей, что позволило наилучшим образом учесть и отразить в расчете особенности течения. В то же время, в модели турбулентности в качестве одного из определяющих модельных параметров фигурирует кинетическая энергия турбулентных пульсаций $\bar{k} = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2u_\infty^2}$, которая определялась пересчетом

$$\sqrt{u'^2}/u_\infty \text{ по приближенному соотношению } \bar{k} \approx \frac{C_k}{2} \left(\frac{\sqrt{u'^2}}{u_\infty} \right)^2, \text{ где } C_k \text{ — коэффи-}$$

циент, учитывающий вклад отсутствующих в эксперименте нормальной $\sqrt{v'^2}$ и трансверсальной $\sqrt{w'^2}$ пульсационных составляющих. Поскольку $\sqrt{u'^2}$ и $\sqrt{w'^2}$ являются статистически меньшими по сравнению с $\sqrt{u'^2}$, значение данного коэффициента принималось равным $C_k = 2,25$. Кроме того, использование экспериментальных профилей скорости для задания граничных условий на входной границе привносит в расчет присущие им неизбежные погрешности, особенно заметные в областях, расположенных непосредственно за LEBU. По этой причине расчет характеристик течения в нескольких последующих (за начальным) сечениях вдоль x обнаруживает некоторую нестабильность, которая характеризуется, прежде всего, немонотонностью распределения $C_f(x)$. Данная немонотонность весьма быстро затухает и, как было установлено, для моделируемых условий не оказывает сколько-нибудь значимого влияния на результат последующего расчета. Тем не менее, в некоторых случаях эта нестабильность может привести к появлению нефизичных для изучаемого течения локальных отрицательных значений C_f и, как результат, к расходимости расчетной процедуры еще в самом начале ее выполнения.

С целью минимизации подобных эффектов в расчетах применялся упомянутый выше двухшаговый безытерационный метод с повышенными стабилизирующими свойствами, а также осуществлялась некоторая корректировка значения C_f в начальном сечении с целью выбора значения, обеспечивающего наиболее монотонное поведение решения в нескольких последующих (за начальным) расчетных сечениях. Это обстоятельство и является причиной появления незначительных расхождений расчетного и экспериментального значений C_f уже в начальном сечении.

3.2. Модифицированное течение

На рис. 2, *a-f* представлены результаты расчетов профилей средней скорости $\bar{u}(y)$ при различных относительных высотах h расположения LEBU в пограничном слое в сравнении с экспериментальными профилями [7, 8].

Рис. 3, *a-f* иллюстрирует результаты расчетов профилей продольной компоненты пульсаций скорости в турбулентном пограничном слое $\sqrt{u'^2}/u_\infty$ при тех же относительных высотах расположения LEBU в пограничном слое.

Наконец, на рис. 4, *a-f* при тех же условиях приведены результаты сопоставления расчетных распределений коэффициента поверхностного трения C_f вдоль продольной координаты Δx в сравнении с соответствующими экспериментальными данными.

Особенности поведения экспериментальных значений локальных и интегральных характеристик, а также свойства анализируемого течения достаточно подробно изложены в [7, 8]. Поэтому отметим здесь лишь некоторые важные аспекты выполненного сопоставления. Как видно, в целом специфический процесс развития следа вниз по потоку от места расположения LEBU моделируется расчетом в полном соответствии с данными эксперимента. Это подтверждается, прежде всего, хорошим согласованием профилей средней скорости и продольной компоненты пульсаций скорости (см. рис. 2, 3). При этом особенно важным представляется тот факт, что вполне удовлетворительное согласование имеет место даже

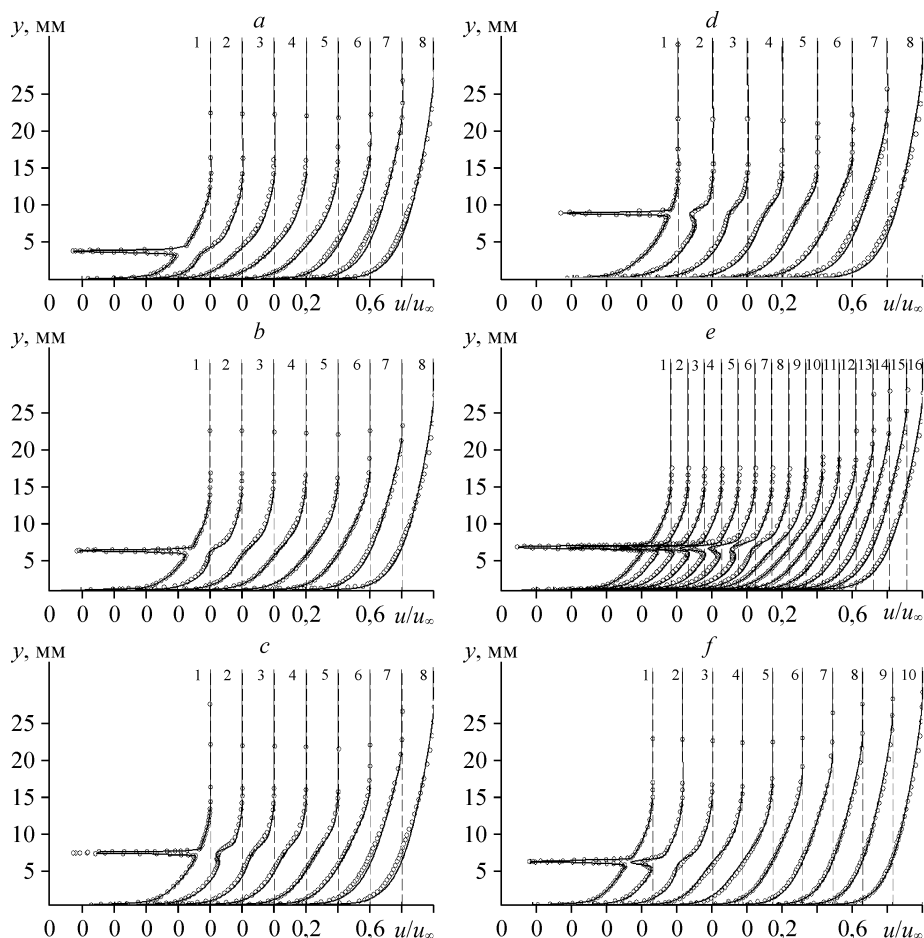


Рис. 2. Рассчитанные профили продольной составляющей скорости (линии):
— в сравнении с данными эксперимента [7] (кружки) при $h/\delta_0 = 0,31$ (a), 0,46 (b), 0,60 (c), 0,74 (d). Значения Δx от задней кромки LEBU, м: 0,0023 (1), 0,0453 (2), 0,0953 (3), 0,1453 (4), 0,195 (5), 0,395 (6), 0,795 (7), 1,195 (8);
— в сравнении с данными эксперимента [8] (кружки) при $h_1/\delta_0 = 0,43$, $h_2/\delta_2 = 0,49$ (тандем двух LEBU). e — значения Δx , м: 0,000738 (1), 0,00288 (2), 0,00565 (3), 0,00935 (4), 0,0121 (5), 0,0214 (6), 0,0307 (7), 0,0584 (8), 0,151 (9), 0,244 (10), 0,336 (11), 0,429 (12), 0,614 (13), 0,8 (14), 0,984 (15), 1,17 (16);
— в сравнении с данными эксперимента [7] (кружки) при $h_1/\delta_0 = 0,46$, $h_2/\delta_0 = 0,51$ (тандем двух LEBU). f — значения Δx , м: 0,00194 (1), 0,0131 (2), 0,0573 (3), 0,146 (4), 0,234 (5), 0,411 (6), 0,588 (7), 0,765 (8), 0,941 (9), 1,12 (10).

в той части пограничного слоя, на локальные свойства которой особенно сильное влияние оказывает присутствие LEBU. Именно эта область течения подвергается существенной деформации с точки зрения как средних, так и пульсационных параметров потока.

Характерная немонотонность распределений коэффициента поверхностного трения $C_f(\Delta x)$ также достаточно адекватно экспериментальным зависимостям воспроизводится расчетом, хотя непосредственно позади LEBU расчет демонстрирует некоторое систематическое занижение значений C_f в сравнении с экспериментом (см. рис. 4). Следует, однако, заметить, что и экспериментальное опреде-

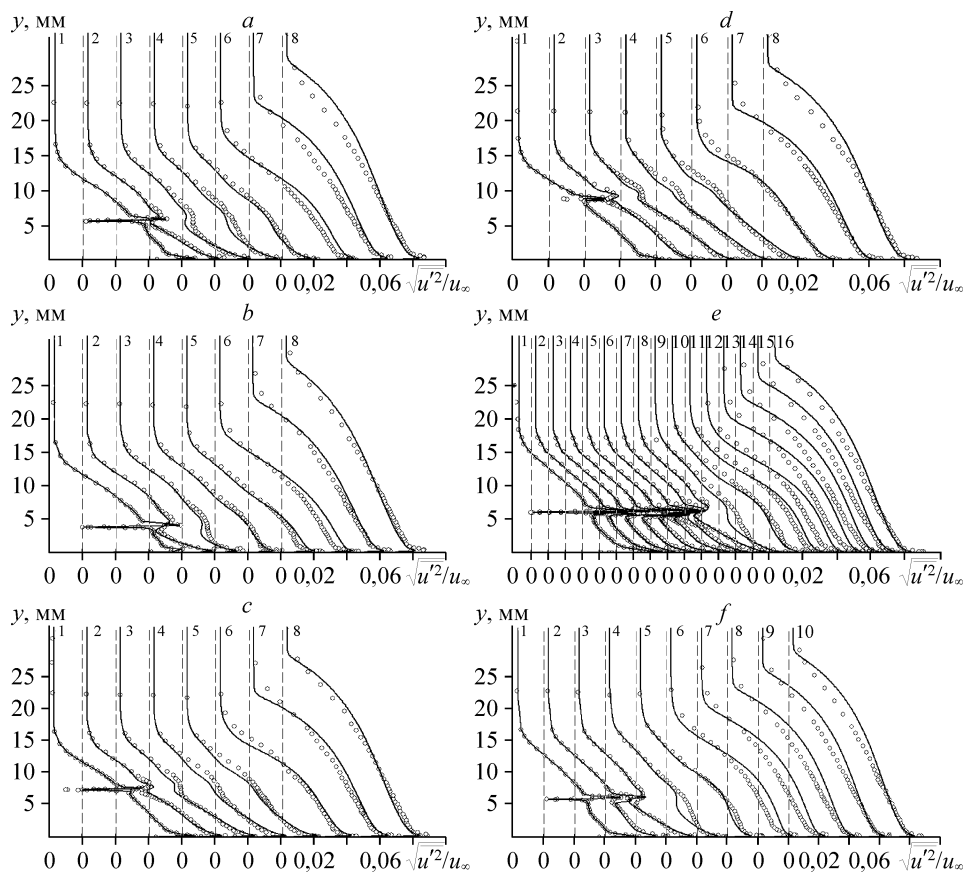


Рис. 3. Рассчитанные профили продольной компоненты пульсаций скорости (линии): — в сравнении с данными эксперимента [7] (кружки) при $h/\delta_0 = 0,31$ (a), $0,46$ (b), $0,60$ (c), $0,74$ (d); обозначения см. на рис. 2; — в сравнении с данными эксперимента [8] (кружки) при $h_1/\delta_0 = 0,43$, $h_2/\delta_0 = 0,49$ (e, f, тандем двух LEBU); обозначения см. на рис. 2, e, f.

ление этой величины представляет немалые трудности, обусловленные тем, что многие из существующих в настоящее время косвенных методов вызывают сомнение в корректности их использования для данного типа течения. Прямые же методы измерения локальных значений C_f весьма немногочисленны и трудноосуществимы. Для результатов использующихся здесь экспериментов случайная погрешность измерений C_f по отношению к максимальным значениям C_f была оценена авторами [7] величиной порядка 3–7%. Кроме того, здесь могут играть некоторую роль и неучитываемые рассматриваемым расчетным методом возмущения поля давления, а также эффекты продольной диффузии в непосредственной окрестности задней кромки LEBU. Поэтому в целом согласование расчетных и экспериментальных данных в этом случае следует также признать удовлетворительным.

Приведенные результаты позволяют сделать следующий окончательный вывод. Предложенная комбинированная модель турбулентной вязкости и построенный на ее основе расчетный метод обеспечивают удовлетворительное соответствие результатов расчета экспериментальным данным при обтекании тела вращения

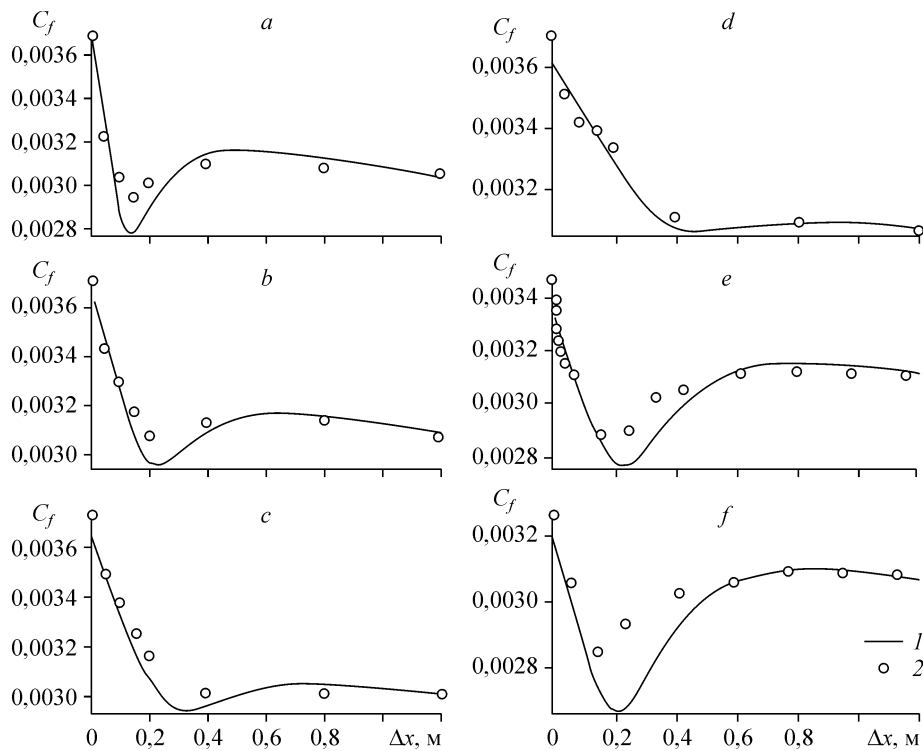


Рис. 4. Сравнительные данные об изменении коэффициента поверхностного трения при $h/\delta_0 = 0,31$ (a), $0,46$ (b), $0,60$ (c), $0,74$ (d). Расчет (1), эксперимент [7] (2); e — при $h_1/\delta_0 = 0,43$, $h_2/\delta_0 = 0,49$ (тандем двух LEBU): расчет (1), эксперимент [8] (2); f — при $h_1/\delta_0 = 0,46$, $h_2/\delta_0 = 0,51$ (кружки) (тандем двух LEBU): расчет (1), эксперимент [7] (2).

в присутствии LEBU во всем экспериментально изученном диапазоне относительных высот расположения этих устройств в пограничном слое как для одиночных вариантов, так и для их тандемных конфигураций.

ВЫВОДЫ

1. Предложенная модификация модели турбулентности эффективно объединяет алгебраический и дифференциальный подходы к описанию турбулентной вязкости и позволяет воспроизводить основные физические особенности структуры течения на теле вращения при наличии манипуляторов крупномасштабной турбулентности (LEBU) при различных относительных высотах h/δ_0 расположения последних в пограничном слое.

2. Найденные расчетным путем закономерности изменения ряда локальных характеристик изучаемого вида, модифицированного с помощью LEBU, турбулентного пограничного слоя в полной мере соответствуют тенденциям, которые демонстрируют данные экспериментальных исследований [7, 8].

3. Структура построенных моделей позволяет эффективно использовать преимущества и минимизировать влияние слабых сторон каждой из ее составляющих благодаря их локальному применению в соответствующих областях сдвигового турбулентного течения.

Направления и перспективы дальнейших исследований

Разработанный комбинированный подход к моделированию турбулентной вязкости в дальнейшем предполагается усовершенствовать с целью построения

расчетного метода, который позволил бы осуществлять комплексное моделирование эффекта LEBU совместно с другими методами управления пристенными сдвиговыми течениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shmitt V.** Réduction de la traînée de l'avion de transport subsonique. Tendances et perspectives actuelles // L'Aéronautique et l'Astronautique. 1988. Vol. 2, No. 129. P. 4–18.
2. **Truong V.T.** Drag Reduction Technologies // Aeronautical and maritime research lab report DSTO-GD-0290, Australia. June 2001. 121 p.
3. **Корнилов В.И.** Проблемы снижения турбулентного трения активными и пассивными методами (*обзор*) // Теплофизика и аэромеханика. 2005. Т. 12, № 2. С. 183–208.
4. **2nd Inter. Symp. on Seawater Drag Reduction.** Busan, Korea, 23–26 May 2005 // CD-Disc.
5. **Inter. Conf. on Superfast Marine Vehicles moving above, under and in Water Surface.** – St. Peterburg, Russia, 2-4 July, 2008 // CD-Disc.
6. **Хефнер Дж.Н.** Проблема снижения сопротивления. Борьба за снижение стоимости горючего // Аэрокосмическая техника. 1988. № 7. С. 143–146.
7. **Горшков В.Г., Корнилов В.И.** Влияние устройств разрушения крупных вихрей на характеристики турбулентного пограничного слоя на теле вращения. Новосибирск, 2003. (Препр. / РАН. Сиб. отделение. Ин-т теор. и прикл. механики; № 4–2003). 42 с.
8. **Kornilov V.I.** Skin-friction reduction on body of revolution using boundary-layer alteration devices // AIAA J. 2005. vol. 43, No. 10. P. 2125–2132.
9. **Белов И.А., Шеленшкевич В.А., Шуб Л.И.** Моделирование гидромеханических процессов в технологии изготовления полупроводниковых приборов и микросхем. Политехника, Ленинград, 1991. 287 с.
10. **Menter F.R.** Eddy viscosity transport equations and their relation to the $k-\epsilon$ model // NASA Technical Memorandum 108854. November, 1994. 19 p.
11. **Movchan V.T., Shkvar E.A.** Modeling of turbulent near-wall shear flows properties // High Speed Body Motion in Water: AGARD Report 827. 1997. P. 10-1–10-7.
12. **Мовчан В.Т.** Математические модели турбулентной вязкости в расчетах пристенных течений // Аэрогидродинамика. Проблемы и перспективы: Сб. науч. трудов Нац. аэрокосмического университета “ХАИ”. Украина. 2006. С. 272–286.
13. **Шквар Є.О., Мамчук В.І.** Математичне моделювання турбулентних пристінних струменів // Актуальні проблеми водного господарства. УДАВГ, Рівне, 1997. Т. 1. С. 124–127.
14. **Федяевский К.К., Гиневский А.С., Колесников А.В.** Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение. 1973. 256 с.
15. **Mochizuki S., Yamada S., Osaka H.** Management of a plane wall jet by large-eddy break-up device // JSME Inter. J., Ser. B. 2006. Vol. 49, No. 4. P. 921–927.

Статья поступила в редакцию 24 декабря 2009 г.