Теплофизика и аэромеханика, том 6, № 2, 1999 г.

УДК 532:517.4

ЯВНАЯ АЛГЕБРАИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА ДЛЯ РАЗВИТОГО ТЕЧЕНИЯ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ КРУГЛОЙ ТРУБЕ

А.Ф. КУРБАЦКИЙ, А.В. КАЗАКОВ

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск
Новосибирский государственный университет

Представлены результаты вычисления распределений средней температуры, радиального потока тепла и дисперсии температурных пульсаций в развитом турбулентном течении несжимаемой жидкости в круглой трубе, вращающейся относительно продольной оси. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными. Наилучшее совпадение отмечено в области логарифмического слоя, что подтверждает адекватность гипотезы равновесной турбулентности, лежащей в основе вывода явной алгебраической модели.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] проведено численное исследование статистических характеристик поля скорости развитого изотермического турбулентного потока в прямой круглой трубе, вращающейся вокруг продольной оси. Компоненты тензора рейнольдсовых напряжений (нормальные и касательные) и диссипация кинетической энергии турбулентности (КЭТ) вычислялись из дифференциальных уравнений переноса (модель турбулентного переноса вторых моментов). Эффект подавления турбулентности в закрученном потоке достигался введением в уравнение для ε (член деструкции диссипации) вращательного числа Ричардсона, что позволяло получить результаты вычислений согласованными с данными измерений в выходном сечении “короткой” секции вращающейся трубы длиной в 25 ее диаметров. Результаты вычислений показывают, что модель турбулентного переноса вторых моментов адекватно данным измерений описывает воздействие закрутки потока, а именно подавление турбулентности (напряжений Рейнольдса, КЭТ и ее диссипации) преимущественно в приосевой области течения. Анизотропия компонентов энергии турбулентности в незакрученном потоке сохраняется и при наличии закрутки потока как в вычислениях, так и в опытах [2].

Цель настоящей работы заключается в вычислении статистических характеристик температурного поля — профилей средней температуры, радиального турбулентного потока тепла и дисперсии пульсаций температуры — в развитом неизотермическом течении несжимаемой жидкости как в неподвижной, так и во вращающейся вокруг продольной оси круглой трубе. Эффекты плавучести не учитываются. Эти условия отвечают имеющимся данным измерений, с которыми проводится сопоставление результатов вычислений.

Результаты моделирования статистических характеристик турбулентного температурного поля течения в трубе зависят от точности вычисления рейнольдсовых напряжений, особенно вблизи стенки. Обсуждение этой проблемы проводится, например, в [3 – 5]. Отметим здесь только, что получение замкнутого вида уравнений переноса для турбулентных характеристик температурного поля представляет собой задачу более трудную, чем вывод замкнутой формы уравнений переноса рейнольдсовых напряжений, поскольку в первом случае процессы переноса зависят от двух характерных временных масштабов турбулентности. Вследствие трудностей корректного описания процессов переноса импульса и тепла в окрестности твердой стенки [3 – 5] и наличия двух временных масштабов в неизотермическом турбулентном течении, желательно использовать наиболее простую модель переноса тепла для течения как в стационарной, так и во вращающейся трубе, которая способна воспроизвести доминирующие физические эффекты.

В работах [3 – 5] показано, что явная алгебраическая модель для вектора турбулентного потока тепла с соответствующей пристеночной коррекцией дает результаты, хорошо согласующиеся, в частности, с данными прямого численного моделирования турбулентного потока тепла в плоском канале.

2. МОДЕЛЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА

Уравнение теплопроводности для установившегося турбулентного течения в прямой круглой трубе имеет вид

$$U\frac{\partial \Theta}{\partial x}+V\frac{\partial \Theta}{\partial r}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\left(\frac{\nu}{\mathrm{Pr}}+\frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_t}\right)\frac{\partial \Theta}{\partial r}\right), \tag{1}$$

где $\Theta=\dfrac{\Theta_w-\Theta}{\Theta_w-\Theta_0}$ — осредненная безразмерная температура, ν — коэффициент кинематической вязкости, Pr = 0,71 и Pr_t = 0,9 — молекулярное и турбулентное числа Прандтля соответственно, Θ_w — температура стенки трубы, Θ_0 — температура на оси трубы, r — радиальная координата, отсчитываемая от оси трубы, U, V — средние продольная и радиальная скорости потока соответственно.

Для получения уравнения (1) в замкнутой форме используется явная алгебраическая модель для нормального к стенке турбулентного потока тепла:

$$-\langle v\theta\rangle=\frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_t}\frac{\partial \Theta}{\partial y}, \tag{2}$$

где

$$\nu_t=C_\mu f_\mu \frac{E^2}{\varepsilon}, \tag{3}$$

$E=\dfrac{1}{2}\langle u_i\, u_i\rangle$ — КЭТ, ε — скорость диссипации КЭТ, $y = a - r$ (a — радиус трубы). Величины E и ε находятся из решения дифференциальных уравнений переноса модели вторых моментов [1], и здесь уравнения, описывающие гидродинамику течения, не приводятся.

Функция f_μ вводится для получения асимптотически согласованного изменения искомых величин вблизи твердой границы (стенки трубы). Действительно, если для рассматриваемого несжимаемого течения принять аналитичность для турбулентных флуктуаций скорости и скаляра и обращение их в нуль на стенке, то пульсационные величины можно разложить в ряд Тейлора в окрестности стенки по координате y, нормальной к стенке:

$$u = a_1 y + a_2\, y^2 + \ldots,\;\; v = b_2\, y^2 + \ldots,\;\; w = c_1 y + c_2\, y^2 + \ldots,$$

$$\theta = d_1 y + d_2\, y^2 + \ldots\,, \qquad (4)$$

где u, v — осевая и радиальная турбулентные флуктуации скорости, θ — турбулентная флуктуация температуры. Тогда с учетом (4) вблизи стенки нормальный турбулентный поток тепла будет иметь асимптотику $\langle v\theta \rangle = O\left(y^3\right)$ и для граничного условия постоянной температуры стенки $\dfrac{\partial \Theta}{\partial y} = O\left(y^0\right)$. Следовательно, поскольку $E = O(y^2)$ и $\varepsilon = O(y^0)$, демпфирующая функция f_μ вблизи стенки должна быть порядка y, а вдали от стенки — стремиться к единице. Функция, удовлетворяющая такому предельному поведению и описывающая демпфирующий эффект стенки, имеет вид

$$f_\mu = 1 - \exp\left(-0{,}0115 y^+\right), \qquad (5)$$

где $y^+ = \dfrac{y u_*}{\nu}$ — безразмерная нормальная координата, $u_* = \sqrt{\tau_w / \rho}$ — скорость трения, τ_w — напряжение трения на стенке, ρ — плотность.

В работе [5] использована демпфирующая функция вида

$$f_\mu = \left(1 + \frac{3{,}45}{\sqrt{\mathrm{Re}_t}}\right) \mathrm{th}\left(y^+ / 115\right), \qquad (6)$$

где $\mathrm{Re}_t = E^2 / \nu\varepsilon$ — турбулентное число Рейнольдса, дающая хорошие результаты для широкого диапазона изменений чисел Re и Pr для различных термических условий на стенке. Однако выражение (5) достаточно для модели переноса (2) – (3) по следующей причине.

Измерения [6] показывают, что значение Pr приблизительно постоянно по сечению трубы от ее оси до $y^+ \approx 30$ ($\mathrm{Pr}_t \approx 0{,}9$). При меньших значениях координаты y^+ значение числа Pr_t возрастает по направлению к стенке. Отметим, что в решении сформулированной тепловой задачи с использованием базовой модели переноса напряжений Рейнольдса [1] вычисленные компоненты турбулентных напряжений (нормальных и касательных) для течения в неподвижной трубе хорошо согласуются с данными измерений. Однако использование в [1] для диссипации граничного условия на стенке $\varepsilon = 0$ не позволяет адекватно воспроизвести поведение ε в непосредственной окрестности твердой стенки. Поэтому любые усовершенствования модели турбулентного переноса тепла в окрестности твердой стенки оправданны при улучшенной модели описания поведения ε в окрестности стенки.

Важной характеристикой турбулентного температурного поля является дисперсия пульсаций температуры $\left\langle \theta^2 \right\rangle$, являющаяся для температурного поля аналогом КЭТ. Уравнение переноса для $\left\langle \theta^2 \right\rangle$ вводит в рассмотрение временной масштаб турбулентности температурного поля $\tau_\theta = 0{,}5 \left\langle \theta^2 \right\rangle / \varepsilon_\theta$, где τ_θ — характерная частота вращения скалярных турбулентных вихрей,

$\varepsilon_\theta = \alpha \left\langle \frac{\partial\theta}{\partial x_j}\frac{\partial\theta}{\partial x_j} \right\rangle$ — деструкция скалярного поля, α — коэффициент молекулярной диффузии тепла.

Уравнение для дисперсии пульсаций температуры имеет вид

$$U\frac{\partial\langle\theta^2\rangle}{\partial x} + V\frac{\partial\langle\theta^2\rangle}{\partial x} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\alpha\frac{\partial\langle\theta^2\rangle}{\partial r} - \langle v\theta^2\rangle\right)\right] - 2\langle v\theta\rangle\frac{\partial\theta}{\partial r} - 2\varepsilon_\theta . \quad (7)$$

Для получения уравнения (7) в замкнутой форме необходимы модельные представления для тройной корреляции $\langle v\theta^2\rangle$, описывающей вертикальный турбулентный перенос дисперсии температурных пульсаций, и деструкции скаляра ε_θ.

По соображениям, изложенным выше относительно точности модели [1] в непосредственной окрестности твердой границы, для деструкции ε_θ не привлекается уравнение переноса. Эта величина алгебраически связывается с дисперсией $\langle\theta^2\rangle$ с помощью параметра отношения временных масштабов турбулентности скалярного и динамического полей [7]:

$$R = \frac{\tau_\theta}{\tau} = \frac{0{,}5\langle\theta^2\rangle/\varepsilon_\theta}{E/\varepsilon}, \quad (8)$$

где τ — характерная частота вращения динамических вихрей. Экспериментальные данные [8] для различных сдвиговых течений (пограничный слой на нагреваемой плоской пластине, развитое течение в прямой круглой трубе, след за нагретым цилиндром, асимметрично нагретый слой смешения) показывают, что параметр R остается приблизительно постоянным поперек сдвиговых течений, за исключением области вблизи стенки (течение в трубе), причем диапазон его изменения для различных течений лежит в пределах 0,5 – 0,8. Для течения в трубе, как показали численные эксперименты, наилучшее согласие вычислений с данными измерений по дисперсии $\langle\theta^2\rangle$ достигается при R = 0,6. Это значение и использовано в расчетах. Следует заметить, что в стратегию применения наиболее простой модели для описания статистических характеристик температурного поля (здесь в развитом турбулентном течении в прямой круглой трубе) вписывается и алгебраическая модель для деструкции скаляра

$$\varepsilon_\theta = \frac{1}{R}\frac{0{,}5\langle\theta^2\rangle}{\tau} \quad (R = 0{,}6), \quad (9)$$

которая позволяет избежать решения трудной проблемы замыкания точного уравнения переноса для ε_θ, поскольку оно вовлекает в рассмотрение два характерных масштаба времени τ и τ_θ и содержит два механизма порождения, обусловленные градиентами средних полей скорости и скаляра.

Для моделирования турбулентной диффузии $\langle v\theta^2\rangle$ в уравнении для θ^2 обычно используется [4] выражение градиентного типа

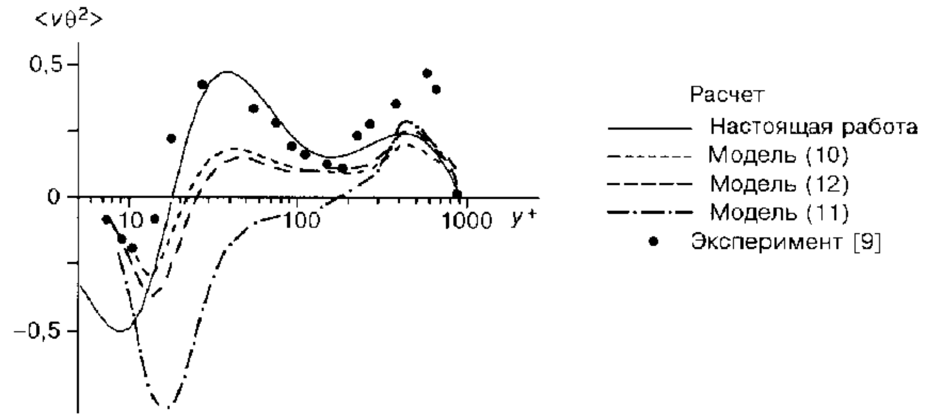


Рис. 1. Профиль момента третьего порядка $\langle v\theta^2\rangle$ в развитом турбулентном потоке в круглой трубе при $N = 0$.

$$-\left\langle u_k \theta^2 \right\rangle = C_{s\theta} \left\langle u_k u_j \right\rangle \frac{E}{\varepsilon} \frac{\partial \left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial x_j}, \qquad (10)$$

где $C_{s\theta}$ — численный коэффициент. Однако (см. рис. 1) видно, что наилучшее согласие с опытными данными [9] получается при использовании полной модели градиентного переноса для тройной корреляции $\left\langle u_k\, \theta^2 \right\rangle$ вида

$$\left\langle u_k\, \theta^2 \right\rangle - \left\langle u_k \theta^2 \right\rangle = C_{s\theta}\tau \left(2\left\langle u_\alpha \theta \right\rangle \frac{\partial \left\langle u_k \theta \right\rangle}{\partial x_\alpha} + \left\langle u_k u_\alpha \right\rangle \frac{\partial \left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial x_\alpha} \right), \qquad (11)$$

которая для тройной корреляции $\left\langle v\theta^2 \right\rangle$ записывается как

$$-\left\langle v\theta^2 \right\rangle = C_{s\theta}\tau \left(2\left\langle v\theta \right\rangle \frac{\partial \left\langle v\theta \right\rangle}{\partial r} + \left\langle v^2 \right\rangle \frac{\partial \left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial r} \right) \left(C_{s\theta} = 0{,}11 \right). \qquad (12)$$

Из рис. 1 видно, что модель (10), применявшаяся другими авторами, хуже согласуется с экспериментальными данными (поток $\left\langle v\theta^2 \right\rangle$ на рис. 1 нормализован с использованием скорости трения на стенке u_* и температуры трения $\theta_* = \dfrac{q_w}{\rho c_p u_*}$, q_w — значение потока тепла на стенке, ρ — плотность, c_p — теплоемкость при постоянном давлении). Все модели вида (10) или (11) недостаточно точны при описании течения в приосевой области, что непосредственно сказывается на точности воспроизведения $\left\langle \theta^2 \right\rangle$ в рассматриваемой части течения. По-видимому, это обусловлено локальным характером моделей "градиентной диффузии", какую бы форму они не имели [9].

Отметим, что модель вида (10) или (12) может быть использована для течений как с низкими, так и с высокими числами Рейнольдса, поскольку член турбулентной диффузии дисперсии $\left\langle \theta^2 \right\rangle$ имеет, согласно разложениям (4), асимптотику вида $\left\langle v\theta^2 \right\rangle = O\left(y^3\right)$ вблизи стенки и поэтому пренебрежимо мал по сравнению с диссипацией и молекулярной диффузией $\left\langle \theta^2 \right\rangle$. Следовательно, в силу высокого порядка малости моделируемого члена (12) вблизи стенки, неточность модели (12) вблизи стенки не столь существенна, как в приосевой зоне течения.

В окончательном виде уравнение (7) записывается как

$$U\frac{\partial\left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial x} + V\frac{\partial\left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial r} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\alpha\frac{\partial\left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial r} + \right.\right.$$

$$\left.\left. + C_{s\,\theta}\frac{E}{\varepsilon}\left(2\left\langle v\theta \right\rangle\frac{\partial\left\langle v\theta \right\rangle}{\partial r} + \left\langle v^2 \right\rangle\frac{\partial\left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial r}\right)\right)\right] - \frac{1}{R}\frac{\left\langle \theta^2 \right\rangle}{E}\varepsilon\,. \tag{13}$$

Рассматриваемое течение является осесимметричным, и граничные условия для функций Θ и $\left\langle \theta^2 \right\rangle$, определяемых уравнениями (1) и (13), требуются на стенке и на оси трубы:

$$\Theta = \Theta_w,\ \left\langle \theta^2 \right\rangle = 0 \ \text{ при } r = a \ (a \text{ — радиус трубы}),$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial r} = \frac{\partial\left\langle \theta^2 \right\rangle}{\partial r} = 0 \ \text{ при } r = 0. \tag{14}$$

Отметим, что поскольку в качестве независимой переменной используется разность температур $(\Theta_w - \Theta)$ и течение полагается полностью развитым, уравнения (1), (13) могут быть редуцированы к обыкновенным дифференциальным уравнениям. Однако в силу того, что численное решение дифференциальных уравнений переноса рейнольдсовых напряжений в [1] осуществляется конечно-разностным методом контрольного объема, этот же метод и вычислительный код использованы при решении уравнений (1), (13).

Модель турбулентного переноса тепла (1) – (3), (13), (14) применялась для вычисления основных характеристик $(\Theta, \left\langle v\theta \right\rangle$ и $\left\langle \theta^2 \right\rangle)$ развитого турбулентного потока в прямой круглой трубе для двух экспериментальных реализаций: а) труба неподвижна, б) развитый неизотермический турбулентный поток поступает на вход секции трубы того же диаметра, вращающейся с постоянной окружной скоростью W_0 относительно продольной оси. Основным параметром, характеризующим воздействие наложенного извне вращения на структуру турбулентности неизотермического течения, служит параметр закрутки $N = W_0 / U_m$ (где U_m — среднерасходная скорость потока). Следует подчеркнуть, что модель турбулентного переноса тепла без каких-либо изменений применяется для описания характеристик турбулентного поля температуры как в неподвижной, так и во вращающейся трубе. Другими словами, воздействие закрутки потока на турбулентные величины температурного поля описывается наиболее простой моделью турбулентного переноса тепла (2), (3), в которой эффект подавления турбулентности учитывается турбулентной вязкостью. Изменение величины ν_t, в свою очередь, полностью определяется

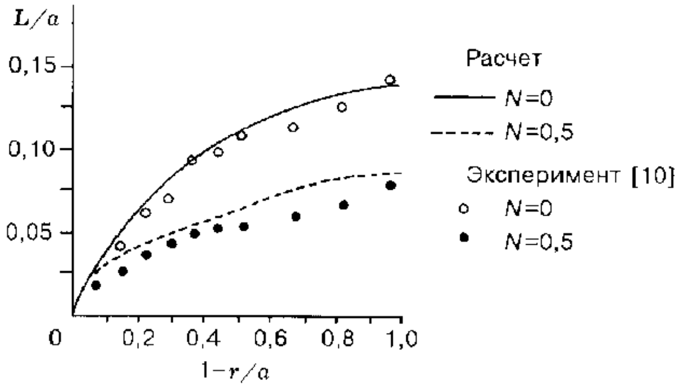


Рис. 2. Распределение интегрального масштаба турбулентности*L/a* по сечению трубы.

энергией турбулентности E и ее диссипацией ε закрученного потока, вычисленных с помощью модели вторых моментов [1]; никаких дополнительных коррекций при этом не производится.

Подтверждение сказанному следует непосредственно из рис. 2, на котором приведены распределение интегрального масштаба турбулентности L, вычисленного через параметры E и ε ($L = E^{3/2}/\varepsilon$), и опытные данные [10] ($\mathrm{Re} = U_m 2R/\nu = 2{\cdot}10^4$). Видно, что модель переноса рейнольдсовых напряжений [1] адекватно воспроизводит стабилизирующий эффект закрутки потока — уменьшение интегрального масштаба турбулентности (линейного размера энергосодержащих турбулентных вихрей), приводящее через возрастание диссипации (при $N > 0$) к подавлению энергии турбулентности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Работоспособность модели турбулентного переноса тепла (1) – (3), (13), (14) устанавливается путем сравнения результатов вычислений с экспериментальными данными [2] ($\mathrm{Re}_m = U_m D/\nu = 4{\cdot}10^4$, $D = 2a$) и результатами измерений [6, 13, 14] ($\mathrm{Re}_m = 4{\cdot}10^4$). Один из важных результатов сравнения вычислений с экспериментальными данными представлен на рис. 3,

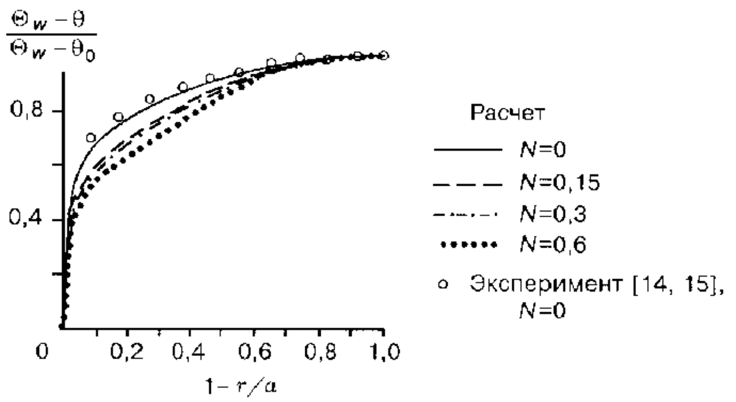


Рис. 3. Профили средней температуры в развитом турбулентном течениив круглой трубе (Θ_w — средняя температура на стенке трубы,Θ_0 — средняя температура на оси трубы).

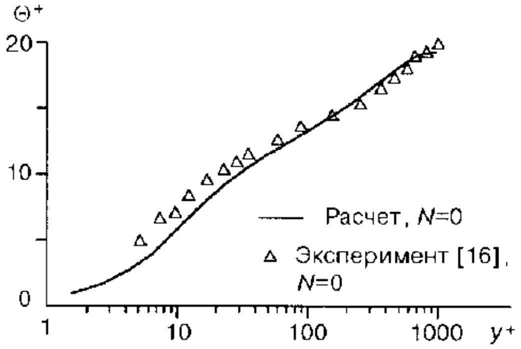


Рис. 4. Профиль средней температуры развитого течения в невращающейся круглой трубе ($\Theta^+ = \theta/\theta_*$).

где безразмерные профили температуры для различных значений параметра N нанесены как функции координаты $y = 1 - r/a$. Следует отметить, что точность измерений величин турбулентного температурного поля (потоков тепла, в частности) была не столь хорошо документирована, чем таковая для напряжений Рейнольдса, а в измерениях [14, 15] не были полностью исключены эффекты плавучести. Распределение средней температуры в развитом незакрученном потоке (N = 0) хорошо согласуется с измерениями [14, 15]. Экспериментальных данных о поведении профиля средней температуры в закрученном потоке в цитированных выше работах, к сожалению, не имеется. В связи с этим можно только сказать, что температурный профиль, как и профиль средней скорости течения [1], с ростом параметра закрутки ясно обнаруживает тенденцию к параболизации своей формы.

На рис. 4 вычисленный профиль средней температуры показан как функция пристенной координаты $y^+ = \dfrac{yu_*}{\nu}$ в полулогарифмическом масштабе. Там же приведены опытные данные [16] ($\mathrm{Re}_m = 4{,}95 \cdot 10^4$). Согласие результатов вычислений с данными измерений в целом хорошее, в том числе в термическом вязком подслое, в буферном слое и в области логарифмического закона; моделью хорошо воспроизводится наклон логарифмического участка профиля температуры. Наблюдаемое расхождение в области буферного слоя связано, скорее всего, с недостаточной точностью вычисления диссипации КЭТ в пристеночной области моделью [1].

В работе [6] представлены результаты (при N = 0) детальных измерений радиального турбулентного потока тепла и дисперсии пульсаций температуры по всему сечению трубы, включая и пристенную область течения. Вычисленные и измеренные профили турбулентного потока тепла $\langle v\theta \rangle$ приведены на рис. 5 как функции пристеночной координаты y^+. Видно, что вычисленный профиль потока тепла при N = 0 хорошо согласуется с измеренным в [6], включая и область течения в окрестности стенки трубы*.

Рис. 5. Профиль радиального турбулентного потока тепла в развитом турбулентном потоке в круглой трубе.

* **Онуфриев А.Т.** Исследование корректности полуэмпирической теории для определения поведения спектральных характеристик для модельного течения и заданного потока: Отчет МФТИ, 1989.

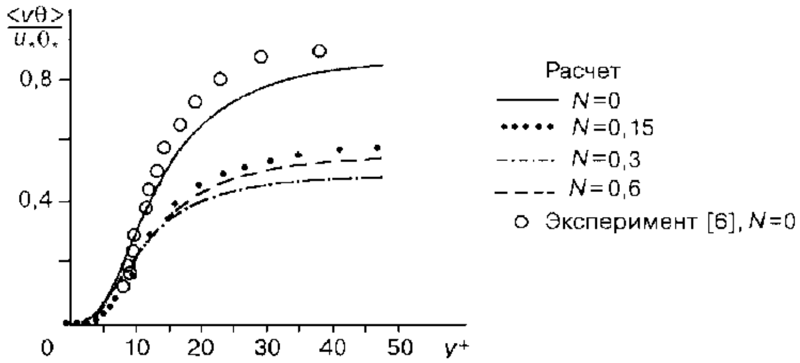


Рис. 6. Профиль радиального турбулентного потока тепла в развитом турбулентном потоке в круглой трубе вблизи стенки трубы.

Для закрученного потока опытные данные А.Т. Онуфриева, к сожалению, неполны и точность измерения потока тепла $\langle v\theta \rangle$ неизвестна. Однако из рис. 5 отчетливо виден эффект закрутки потока на радиальный перенос тепла — подавление потока тепла с ростом параметра закрутки и согласие результатов вычисления (при N = 0,6) с опытными данными А.Т. Онуфриева, полученными для центральной части течения.

На р ис. 6 приведено сравнение вычисленного потока тепла с экспериментальными данными [6] для случая N = 0. Можно констатировать, что явная алгебраическая модель для турбулентного потока тепла адекватно воспроизводит поведение потока тепла и в непосредственной окрестности стенки трубы.

Наиболее полные экспериментальные данные [6] о поведении дисперсии температурных пульсаций (при N = 0) приведены на рис. 7 для сопоставления с результатами вычислений $\langle \theta^2 \rangle$, полученными путем численного решения уравнения (13). За исключением области вязкого термического подслоя согласие опытных данных с вычислениями можно считать хорошим как для закрученного, так и для незакрученного потоков; вблизи оси данные

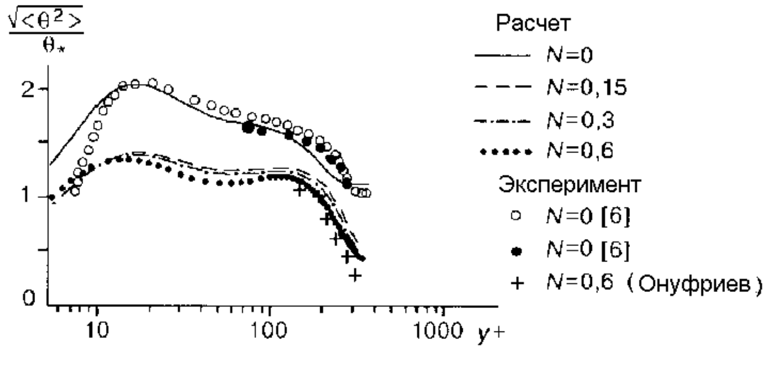
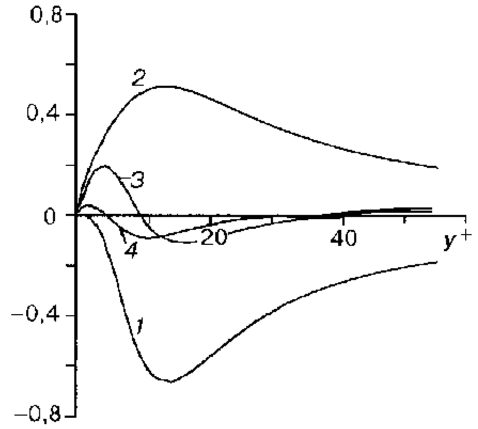


Рис. 7. Профиль дисперсии пульсаций температуры в развитом турбулентном потоке в круглой трубе.

Рис. 8. Баланс $\langle\theta^2\rangle$-уравнения при N = 0. *1* — диссипация, *2* — порождение, *3* — турбулентная диффузия, *4* — молекулярная диффузия.



Онуфриева указывают на несколько более сильное подавление (при N = 0,6) по сравнению с вычислением. Расхождение результатов вычислений $\left\langle\theta^2\right\rangle$ с опытными данными при $y^+ \leq 15$ обусловлено неточностью модели (9) деструкции диссипации ε_θ, и для его устранения необходимо перейти к более сложной модели — вычислению обеих величин ε и ε_θ из модельных дифференциальных уравнений переноса. Однако при этом возникает проблема естественных граничных условий для ε и ε_θ на твердой границе (стенке трубы). Для функции ε_θ обсуждение данного вопроса можно найти, например, в [4], для функции ε — в [17]. На рис. 8 показаны вычисленные (при N = 0) отдельные статьи баланса $\left\langle\theta^2\right\rangle$-уравнения (13). Начиная с буферной зоны и далее к оси трубы сбалансированными оказываются порождение (линия *2*) и диссипация (линия *1*). Картина баланса на рис. 8 в точности соответствует вычисленной в [18] (см. Fig. 16) для неизотермического течения в плоском канале. В частности, в обоих случаях максимум порождения расположен при $y^+ \cong 15$. В термическом вязком подслое ($y^+ \leq 10$) баланс рис. 8 отличается от вычисленного в [18] по причине, обсуждавшейся выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы, полученные при использовании явной алгебраической модели для турбулентного потока тепла, свидетельствуют о ее работоспособности при вычислении распределений средней температуры, радиального потока тепла и дисперсии температурных пульсаций как в незакрученном развитом турбулентном течении несжимаемой жидкости в прямой круглой трубе, так и в неизотермическом развитом турбулентном течении в круглой трубе, вращающейся относительно продольной оси. При этом точность вычисления статистических характеристик турбулентного температурного поля прямо зависит от точности вычисления кинетической энергии турбулентности E и скорости ее диссипации ε по всему сечению трубы, включая область течения в непосредственной окрестности твердой границы (стенки трубы). Наилучшее согласие результатов вычисления с экспериментальными данными получено в области логарифмического слоя, что вполне объяснимо, поскольку явная алгебраическая модель (2), (3) непосредственно выводится [19] из $\left\langle u_i\,\theta\right\rangle$-уравнения переноса для равновесной турбулентности (порождение и корреляция системы давление — скаляр приближенно сбалансированы и являются преобладающими статьями баланса).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (Гранты № 96-02-16001 и 96-15-96310) и ФЦП “Интеграция” (Проект № 274).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Курбацкий А.Ф., Поросева С.В., Яковенко С.Н.** Вычисление статистических характеристик турбулентного течения во вращающейся круглой трубе // Теплофизика высоких температур. — 1995. — Т. 33, № 5. — С. 738 – 748.
2. **Заяц П.Г., Сафаров Н.А.** Экспериментальное изучение поведения характеристик турбулентного потока при вращении канала относительно продольной оси // Современные проблемы механики сплошных сред. — М.: Изд-во МФТИ, 1988. — С. 136.
3. **Lai Y.G. and So R.M.C.** Near-wall modeling of turbulent heat fluxes // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 1990. — Vol. 33, No. 7. — P. 1429 – 1440.
4. **Sommer T.P., So R.M.C. and Lai Y.G.** A near-wall two-equation model for turbulent heat fluxes // Ibid. — 1992. — Vol. 35, No. 12. — P. 3375 – 3387.
5. **So R.M.C. and Sommer T.P.** An explicit algebraic heat-flux model for the temperature field // Ibid. — 1996. — Vol. 39, No. 3. — P. 455 – 465.
6. **Hishida M., Nagano Y. and Tagawa M.** Transport processes of heat and momentum in the wall region of turbulent pipe flow // Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf. / Eds. C.L. Tien et al. Vol. 3. — Washington, DC. 1986. — P. 925 – 930.
7. **Launder B.E.** On the computution of convective heat transfer in complex turbulent flows // J. Heat Transfer. — 1988. — Vol. 110. — P. 1112 – 1128.
8. **Beguier C., Dekeyser I., Launder B.E.** Ratio of scalar and velocity dissipation time scales in shear flow turbulence // Phys. Fluids. — 1978. — Vol. 21, No. 3. — P. 307 – 310.
9. **Nagano Y., Tagawa M.** Turbulence Model for Triple Velocity and Scalar Correlations // Turbulent Shear Flows 7. — Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag. — 1991. — P. 47 – 62.
10. **Kikuyama K., Murakami M., Nishibori K., Maeda K.** Flow in an Axially Rotating Pipe // Bulletin of the ASME. — 1983. — Vol. 26, No. 214. — P. 506 – 513.
11. **Wyngaard J.C.** Modeling the planetary boundary Layer. Extension to the stable case // Boundary-Layer Meteorology. — 1975. — Vol. 9. — P. 441 – 460.
12. **Deardorff J.W.** Three-dimensional numerical modeling of the planetary boundary layer // Proc. Workshop on Micrometeorology / Amer. Meteorolog. Soc. — 1973. — P. 271 – 311.
13. **Dekeyser I., Launder B.E.** A comparison of triple-moment temperature-velocity correlations in the asymmetric heated jet with alternative closure models // Turbulent Shear Flows 4. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1985. — P. 102 – 117.
14. **Bremhorst K. and Bullock K.J.** Spectial measurements of temperature and longitudinal velocity fluctuations in fully developed pipe flow // Int. J. Heat and Mass Transfer. — 1970. — Vol. 13. — P. 1313 – 1329.
15. **Bremhorst K. and Bullock K.J.** Spectral measurements of temperature and longitudinal velocity fluctuations in fully developed pipe flow // Ibid. — 1973. — Vol. 16. — P. 2141 – 2154.
16. **Johnk R.E. and Hanratty T.J.** Temperature profiles for turbulent flow of air in a pipe - I. The fully developed heat transfer region // Chem. Eng. Sci. — 1962. — Vol. 17. — P. 867 – 879.
17. **Speziale C.G., Abid R., Anderson E.C.** Critical evaluation of two-equation models for near-wall turbulence // AIAA J. — 1992. — Vol. 30, No. 2. — P. 324 – 331.
18. **Nagano Y., Shimada M.** Computational modeling and simulation of turbulent flows // Computational Fluid Dynamics Review / Eds. M.Hafez, K.Oshima. — Chichester, New York, et al., Brisbane, Toronto, Singapore, 1995. — P. 695 – 714.
19. **Курбацкий А.Ф.** Моделирование нелокального турбулентного переноса импульса и тепла. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1988. — 240 с.

Статья поступила в редакцию 23 февраля 1998 г.