

УДК 532.517.4:532.525.2

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ НА ПЛАСТИНЕ В ПОТОКЕ СЖИМАЕМОГО ГАЗА

© 2025 г. В. Г. Лущик*, А. И. Решмин**

МГУ имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

* *e-mail: vgl_41@mail.ru*

** *e-mail: alexreshmin@rambler.ru*

Поступила в редакцию 27.02.2025 г.

После доработки 17.03.2025 г.

Принята к публикации 18.03.2025 г.

Для сжимаемого турбулентного пограничного слоя проведено сравнение результатов численного исследования с использованием трехпараметрической RANS-модели турбулентности с результатами прямого численного моделирования (DNS). Показано, что при числах Маха от 6 до 14 результаты расчета с применением RANS-модели удовлетворительно согласуются с DNS-результатами, что позволяет рекомендовать использование ее в инженерных расчетах гиперзвукового пограничного слоя не требующих мощных вычислительных систем.

Ключевые слова: RANS-модель турбулентности, сжимаемый пограничный слой

DOI: 10.31857/S1024708425030076

В настоящее время при расчете прикладных задач используется группа наиболее апробированных дифференциальных моделей турбулентности, которые классифицируются на модели однопараметрические, двухпараметрические, трехпараметрические и более сложные модели. Подробное описание этих моделей приведено в [1]. Среди однопараметрических моделей следует отметить, как наиболее удачные, две модели для турбулентной вязкости [2] и [3]. Эти модели в случае описания относительно простых течений при сравнении с экспериментом дают погрешности не более 10–20%. В классе трехпараметрических моделей турбулентности одной из наиболее удачных, как отмечено в [4], является модель [5], прошедшая всестороннее тестирование в широком классе задач теории пограничного слоя [6–8]. Это тестирование осуществлялись путем сравнения расчетных данных, полученных при помощи модели турбулентности, с наиболее достоверными экспериментальными данными и эмпирическими зависимостями.

Отметим, что указанные модели применяются для замыкания осредненных уравнений Навье–Стокса, и сокращенно эту технологию описания течений называют RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).

В связи с быстрым совершенствованием численных методов и ростом мощности вычислительных систем как альтернатива технологии RANS стали появляться прямые или полупрямые численные методы решения нестационарных уравнений Навье–Стокса практически без использования дополнительных замыкающих эмпирических соотношений. Так уже в 90-х гг. прошлого столетия появились расчеты методом DNS (Direct Numerical Simulation). Следует отметить, что в методе DNS необходимо описывать все турбулентные вихри, включая наименьшие масштабы Колмогорова, размер которых убывает с ростом числа Рейнольдса. Поэтому расчетная сетка должна иметь размер ячеек порядка или меньше чем масштаб Колмогорова, и отсюда следует довольно жесткое ограничение на диапазон возможных чисел Рейнольдса, для расширения которого требуется использование очень мощных современных многопроцессорных компьютеров.

Отметим, что полученные результаты DNS-расчетов, наряду с экспериментальными данными, могут быть использованы для верификации RANS-моделей турбулентности. Так, в [9] проведено тестирование однопараметрических моделей турбулентности [2, 3] для пограничного слоя пластины в сжимаемом потоке с числами Маха $M = 2.5–13.64$, для которых в [10, 11] получены результаты прямого численного моделирования. Проведенное тестирование показало, что для $M = 13.64$ в модели [2] погрешность определения

коэффициента трения составляет 20.8%. Повысить точность модели [2] в [9] предложено введением корректирующего множителя в источниковый член модели [2], что позволило понизить погрешность определения коэффициента трения до 3.6%.

Тестирование трехпараметрической RANS-модели турбулентности [5], проведенное в [12] путем сравнения результатов расчета для пограничного слоя пластины в сжимаемом потоке с экспериментальными данными [13] для чисел Маха M 5.9–7.8, показало удовлетворительное согласование результатов расчета с экспериментальными данными как по интегральным, так и по локальным характеристикам течения и теплообмена в широком диапазоне изменения чисел Рейнольдса по толщине потери импульса, числа Маха набегающего потока и температурного фактора.

Целью настоящей работы является тестирование трехпараметрической RANS-модели турбулентности [5] для расчета пограничного слоя пластины в сжимаемом потоке с более высокими числами Маха M 2.5–13.64, для которых в [10] получены результаты прямого численного моделирования (DNS). Это позволит рекомендовать использование ее в инженерных расчетах гиперзвукового пограничного слоя, не использующих мощных вычислительных систем.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ РАСЧЕТА

Постановка задачи расчета пограничного слоя аналогична приведенной в [12]. Для расчета течения и теплообмена в сжимаемом турбулентном пограничном слое с нулевым градиентом давления была использована система уравнений неразрывности, движения и энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, \quad \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} + \rho \tau \right), \\ c_p \rho u \frac{\partial T}{\partial x} + c_p \rho v \frac{\partial T}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho q_t \right) + \eta \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial y}. \end{aligned}$$

Здесь x — направление вдоль пластины, y — координата, отсчитываемая по нормали к пластине, u и v — компоненты скорости вдоль осей x и y , соответственно, ρ — плотность, η — динамическая вязкость, λ — теплопроводность.

Для определения турбулентного трения $\rho \tau$, входящего в уравнение движения использовалась трехпараметрическая RANS-модель турбулентности [5], обобщенная на течения с теплообменом [14]. Модель включает уравнения переноса для напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$, энергии турбулентности $E = 0.5 \sum \langle u_i'^2 \rangle$ и параметра $\omega = E/L^2$, предложенного А.Н. Колмогоровым. Этот параметр имеет физический смысл квадрата завихренности турбулентности, и содержит поперечный интегральный масштаб турбулентности L . Для определения турбулентного потока тепла ρq_t , входящего в уравнение энергии, использовалось уравнение переноса для величины $q_t = -c_p \langle v'T' \rangle$, полученное в [15]. В результате имеем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \rho u \frac{\partial E}{\partial x} + \rho v \frac{\partial E}{\partial y} &= - \left(c_p \sqrt{EL} + c_1 \eta \right) \frac{E}{L^2} + \rho \tau \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_E \frac{\partial E}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial \tau}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tau}{\partial y} &= - \left(3c_p \sqrt{EL} + 9c_1 \eta \right) + c_2 \rho E \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_\tau \frac{\partial \tau}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial \omega}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \omega}{\partial y} &= - \left(2c_p \sqrt{EL} + 1.4c_1 \eta f_\omega \right) \frac{\omega}{L^2} + \left[\frac{\tau}{E} - 2c_3 \operatorname{sign} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \rho \omega \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_\omega \frac{\partial \omega}{\partial y} \right), \\ D_\varphi &= a_\varphi \sqrt{EL} + \alpha_\varphi \eta, \quad (\varphi = E, \tau, \omega, q_t), \quad L = \sqrt{\frac{E}{\omega}}, \\ f_\omega &= 1 - \frac{1}{2c_1} \left(\frac{L}{E} \frac{\partial E}{\partial y} \right)^2, \quad f(\operatorname{Pr}) = \frac{1 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}}}{1 + c_5 \sqrt{\operatorname{Pr}}}. \end{aligned}$$

Значения констант: $c = 0.3$, $c_1 = 5\pi/4$, $c_2 = 0.2$, $c_3 = 0.04$, $c_4 = 0.235$, $c_5 = 0.25$, $a_E = a_\omega = 0.06$, $a_\tau = a_q = 3a_E = 0.18$, $\alpha_E = \alpha_\tau = 1$, $\alpha_\omega = 1.4$, $\alpha_{q_t} = f(\operatorname{Pr})$.

Система уравнений неразрывности, движения, энергии и модели турбулентности решалась при следующих граничных условиях на стенке и внешней границе пограничного слоя.

На стенке, при $y = 0$

$$u = v = 0, \quad T = T_w(x), \quad E = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial y} = 0, \quad \tau = 0, \quad q_t = 0.$$

Граничное условие $\partial E/\partial y = 0$ позволяет определить величину $\omega_w(x)$, которая заранее неизвестна. В качестве безразмерного критерия для заданной температуры стенки T_w принимался температурный фактор, который для сверхзвукового пограничного слоя принимался в виде: $\theta = T_w/T_r$, где $T_r = T_1 (1 + 0.89M^2(\gamma - 1)/2)$ — температура восстановления [10].

На внешней границе пограничного слоя, при

$$u = u_1, \quad T = T_1, \quad E = E(x), \quad \omega = \omega(x), \quad \tau = 0, \quad q_t = 0.$$

Здесь u_1 и T_1 — скорость и температура набегающего потока, приведенные в табл. 1, а функции $E(x)$ и $\omega(x)$ описывают изменение уровня турбулентности в потоке.

Величина $\delta(x)$ выбирается из условия равенства расстоянию от стенки при значении скорости, равной 99% от скорости набегающего потока.

В начальном сечении ($x = 0$) задавался пограничный слой, толщина потери импульса θ_0 , в котором соответствовала числу $Re_\theta = \rho_1 u_1 / \theta_0 / \eta_1 \approx 10$, с ламинарным (по Блазиусу) профилем скорости u/u_1 [15] и температурой, определяемой соотношением $(T - T_1)/(T_1^* - T_1) = 1 - (u/u_1)^2$; принималось, что $\tau(y) = q_t(y) = 0$, а профили функций $E(y)$, $\omega(y)$ задавались постоянными по сечению. Интенсивность турбулентности набегающего потока на входе $e_0 = \sqrt{E_0}/u_1 = 0.03$. Величина масштаба турбулентности в начальном сечении L_0 , как показано в [16], слабо влияет на результаты расчетов, поэтому число Рейнольдса по этой величине было принято $Re_L = \rho_1 u_1 L_0 / \eta_1 = 10^5$ и в расчетах не менялось.

Система уравнений неразрывности, движения, энергии и уравнения модели турбулентности решались численно методом прогонки с итерациями (см. в [5]). Использовалась декартова система координат (x, y) с осью x вдоль пластины. Расчеты проводили на неравномерной сетке. Шаг по координате y был достаточно малым у стенки (так чтобы в вязком подслое находилось не менее 50 точек) и увеличивался по мере приближения к границе пограничного слоя. Шаг по координате x был также достаточно мал в сечениях, близких к входному, и увеличивался по мере продвижения вниз по потоку в зависимости от заданной точности расчета.

Теплофизические свойства среды (воздуха) в зависимости от температуры T и давления p для адекватного сравнения результатов расчета с результатами [10] задавались в точности такими же как в [10]:

- плотность определялась по уравнению состояния идеального газа $\rho = p/(RT)$, где газовая постоянная $R = 287$ Дж/кг/К;

- зависимость динамической вязкости от температуры задавалась в виде $\eta = \frac{1.458 \cdot 10^{-6} \cdot T^{3/2}}{T + 110.4}$;

- удельная теплоемкость принималась равной $c_p = 1.009$ кДж/кг/К;

- коэффициент теплопроводности определялся как $\lambda = \eta c_p / Pr$, где $Pr = 0.71$ — молекулярное число Прандтля.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В табл. 1 представлены исходные данные для расчета пограничного слоя, приведенные в [10] для DNS-расчетов.

Здесь $Re_\theta = \rho_1 u_1 \theta / \eta_1$, θ — толщина потери импульса, индекс “1” относится к величине набегающего потока. Результаты расчетов по RANS-модели турбулентности [5] (линии 1–5) зависимости коэффициента трения C_f от числа Рейнольдса Re_θ для чисел Маха, приведенных в табл. 1, представлены на рис. 1. Там же приведены результаты DNS-расчетов [10] (точки 6 для чисел Маха, соответствующих линиям 1–5, см. табл. 1) и экспериментальные данные [13] (точки 7 — $M \sim 5.9$ – 6.2 , $T_w/T_r \sim 0.28$ – 0.31 , точки 8 — $M \sim 7.4$ – 7.8 , $T_w/T_r \sim 0.45$ – 0.49). Линия a соответствует ламинарному режиму течения $C_f = 0.44/Re_\theta$, линия b — турбулентному (по Никурадзе) режиму течения $C_f = 0.0114/Re_\theta^{0.16}$, к которому близка расчетная зависимость $C_f = (Re_\theta)^{-1}$ для $M = 0.1$, $T + w/T_r = 1$ (линия o).

Таблица 1. Исходные данные [10] для расчета пограничного слоя

M	2.5	5.86	5.86	7.86	13.68
u_1 , м/с	8424	869	870	1155	1882
Re_θ	2835	2121	9455	9323	14408
$\theta = T_w/T_r$	1	0.25	0.76	0.53	0.18
T_1 , К	270	55	55	51.8	47.1
ρ_1 , кг/м ³	0.100	0.044	0.043	0.026	0.017
Линии на рис. 1–3	1	2	3	4	5

Как видно из рис. 1, результаты расчетов коэффициента трения C_f по RANS-модели турбулентности [5] удовлетворительно согласуются с результатами DNS-расчетов [10] и экспериментальными данными [13].

Результаты расчетов локальных характеристик течения (профилей скорости и напряжении сдвига) по RANS-модели турбулентности [5] (а) и DNS [10] (б) приведены соответственно на рис. 2–3.

Как видно из рис. 2, приведенные результаты расчета профилей скорости качественно согласуются, а количественное различие обусловлено тем, что в DNS-расчетах [10] в качестве ординаты использовалась средняя скорость, преобразованная по Ван-Дристу в виде $u_{VD}^+ = \frac{1}{u_\tau} \int_0^u (\rho/\rho_w)^{1/2}$, где u_τ — скорость трения, в то время как в RANS-расчетах использовалась величина $u^+ = u/u_\tau$.

Как видно из рис. 3, приведенные в одинаковых координатах результаты расчета профилей напряжении сдвига по RANS-модели турбулентности [5] (а) и по DNS [10] (б), согласуются не только качественно, но и количественно.

Результаты расчетов по RANS-модели турбулентности [5], приведенные выше, получены на расчетной сетке с количеством узлов в сечении пограничного слоя $N = 513$. Исследование влияния количества узлов на результаты расчетов проведено для наибольшего числа Маха $M = 13.68$. Сравнение некоторых характеристик, соответствующих этому течению, полученных в DNS расчетах [10] и по RANS-модели турбулентности [5] для $N = 257, 513$ и 1025 приведено в табл. 2.

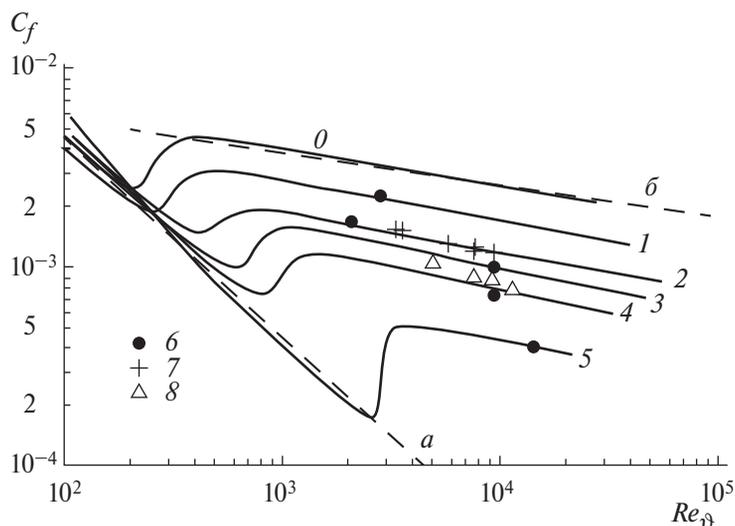


Рис. 1. Зависимость коэффициента трения C_f от числа Рейнольдса Re_δ для чисел Маха, приведенных в табл. 1: линии 1–5 — RANS-модель турбулентности [5], точки 6 — DNS [10]; точки 7, 8 — экспериментальные данные [13].

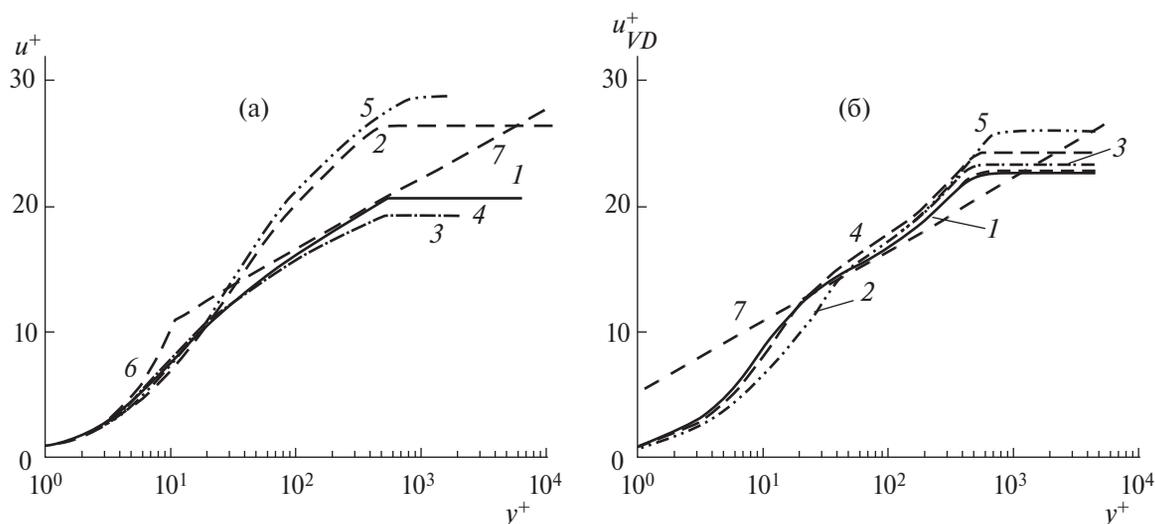


Рис. 2. Профили скорости $u^+(y^+)$ для чисел Маха, приведенных в табл. 1 (линии 1–5): (а) — RANS-модель турбулентности [5], (б) — DNS [10]; линии 6 — $u^+ = y^+$, 7 — $u^+ = \ln(y^+)/0.41 + 5.2$.

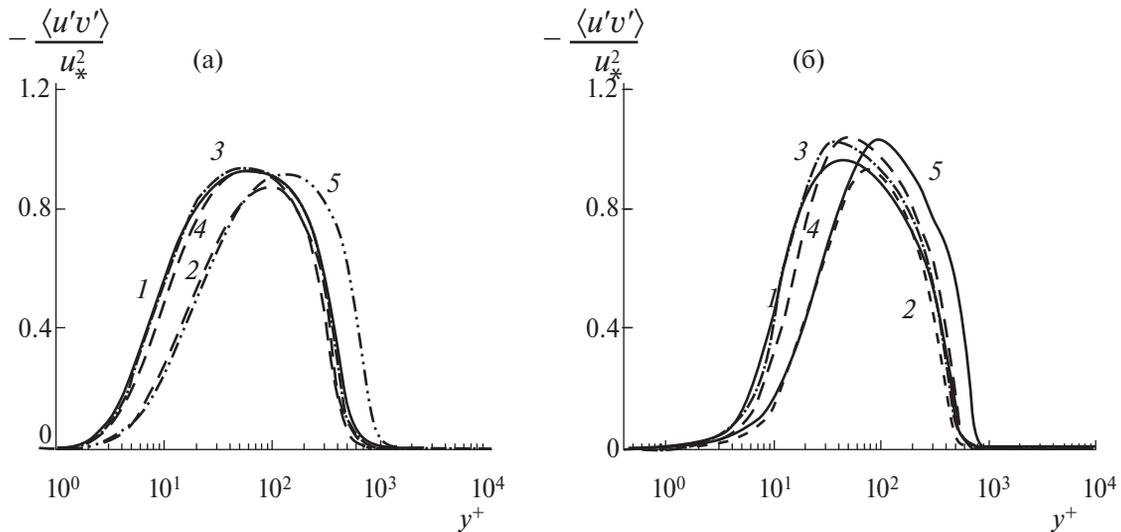


Рис. 3. Профили напряжения сдвига $-\langle u'v' \rangle / u_*^2$, где $u_* = u_\tau \sqrt{\rho_w / \rho}$ для чисел Маха, приведенных в табл. 1 (линии 1–5): (а) — RANS-модель турбулентности [5], (б) — DNS [10].

Таблица 2. Параметры пограничного слоя для режима $M = 13.68$, $\theta = T_w/T_r = 0.18$, $T_0 = 47.1$ К, $\rho_0 = 0.017$ кг/м³

	Re_ϑ	Re_τ	u_τ , (м/с)	$Re_{\vartheta w}$	ϑ , (мм)	H	δ , (мм)	$C_f, 10^{-3}$
DNS [10]	14408	646	67.6	2354	1.35	37.6	66.1	0.405
$N = 257$	14400	727	67.0	2457	1.40	43.0	74.3	0.385
$N = 513$	14400	757	67.8	2457	1.40	43.2	76.5	0.394
$N = 1025$	14400	760	67.9	2458	1.40	43.2	76.7	0.396

Здесь: $Re_\tau = \rho_w u_\tau \delta / \eta_w$, $Re_{\vartheta w} = \rho_1 U_1 \vartheta / \eta_w$, $H = \delta^* / \vartheta$ — формпараметр, δ^* — толщина вытеснения пограничного слоя, δ — толщина пограничного слоя (99% от скорости набегающего потока), C_f — коэффициент трения.

Следует отметить, что значение величины коэффициента трения C_f , не приведенное в [10], определялось как $C_f = 2(\rho_w / \rho_1) \cdot (u_\tau / u_1)^2$.

Как видно из табл. 2, увеличение количества узлов с $N = 513$ до $N = 1025$ слабо сказывается на результатах расчетов, в частности, изменение коэффициента трения составило всего лишь 0.5%.

Относительная погрешность расчета коэффициента трения по RANS-модели турбулентности [5] при $N = 513$ для рассмотренных режимов приведена в табл. 3. Видно, что тестирование RANS-модели турбулентности [5] по результатам DNS-расчетов [10] в широком диапазоне чисел Маха можно считать вполне удовлетворительным.

Следует отметить, что при этом для гиперзвуковых чисел Маха не потребовалась корректировка констант исходной RANS-модели турбулентности [5] и они остались неизменными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для сжимаемого пограничного слоя проведено сравнение результатов численного исследования с использованием трехпараметрической RANS-модели турбулентности [5] с DNS-результатами [10] прямого численного моделирования в широком диапазоне чисел Маха.

Результаты расчетов коэффициента трения C_f по RANS-модели турбулентности [5] удовлетворительно согласуются с результатами DNS-расчетов [10]. Результаты расчетов локальных характеристик течения

Таблица 3. Относительная погрешность расчета коэффициента трения при $N = 513$ для рассмотренных режимов

M	2.5	5.86	5.86	7.86	13.68
$\theta = T_2/T_r$	1	0.25	0.76	0.53	0.18
$C_f, 10^{-3}$ — DNS [10]	2.31	1.71	0.983	0.702	0.405
$C_f, 10^{-3}$ — RANS [5]	2.21	1.62	1.00	0.782	0.394
%	-4.3	-5.3	+1.7	+11.4	-2.7

по RANS-модели турбулентности [5] и DNS [10] для профилей скорости согласуются качественно, а для профилей напряжений сдвига и количественно.

Проведено исследование влияния количества узлов сетки на результаты расчетов для наибольшего числа Маха $M = 13.68$. Сравнение характеристик, соответствующих этому течению, полученных в DNS-расчетах [10] и по RANS-модели турбулентности [5] для $N = 257, 513$ и 1025 показало, что увеличение количества узлов с $N = 513$ до $N = 1025$ слабо сказывается на результатах расчетов, в частности, изменение коэффициента трения составило всего лишь 0.5%.

Показано, что при числах Маха $6 < M < 14$ в RANS-модели турбулентности не требуется изменения констант модели. Результаты тестирования удовлетворительно согласуются с DNS-результатами, что позволяет рекомендовать использование ее в инженерных расчетах гиперзвукового пограничного слоя не требующих мощных вычислительных систем.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М.В. Ломоносова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wilcox D.C.* Turbulence Modeling for CFD. 3rd Edition, DCW Industries, Canada, CA, USA, 2006. 550 p.; ISBN-13:978-0963605153; ISBN-10:0963605151.
2. *Гуляев А.Н., Козлов В.Е., Секундов А.Н.* К созданию универсальной однопараметрической модели для турбулентной вязкости // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 69–81.
3. *Spalart P.R., Allmaras S.R.* A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamics Flows. Recherche Aerospatiale, No. 1. 1994. P. 5–21.
<https://doi.org/10.2514/6.1992-439>
4. *Иевлев В.М.* Численное моделирование турбулентных течений. М.: Наука, 1990. 216 с.
5. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13–25.
6. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Турбулентные течения. Модели и численные исследования (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 4. С. 4–27.
7. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Уравнения переноса для характеристик турбулентности: модели и результаты расчетов // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. М.: ВИНТИ. 1988. Т. 22. С. 3–61.
8. *Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Пограничный слой в соплах ЖРД (обзор) // Труды ГДЛ-ОКБ. № 18. Москва. 2000. С. 38–59.
9. *Козлов В.Е.* Учет скоростной сжимаемости однопараметрическими моделями турбулентности // Изв. РАН. МЖГ. 2021. № 5. С. 25–33.
10. *Zhang C., Duan L., Choudhari M.M.* Direct Numerical Simulation Database for Supersonic and Hypersonic Turbulent Boundary Layers // AIAA Journal. 2018. V. 56. No. 11. P. 4297–4311.
<https://doi.org/10.2514/1.J057296>
11. *Huang J., Bretzke J.-V., Duan L.* Assessment of Turbulence Models in a Hypersonic Cold-Wall Turbulent Boundary Layer // Fluids. 2019. V. 4. No. 37. P. 10.
<https://doi.org/10.3390/fluids4010037>
12. *Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Сверхзвуковой пограничный слой на пластине. Сравнение расчета с экспериментом // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 6. С. 64–78.
13. *Hopkins E.J., Keener E.R., Polek T.E.* Hypersonic turbulent skin-friction and boundary-layer profiles on nonadiabatic flat plates // AIAA Journal. 1972. V. 10. No. 1. P. 40–48. Перевод: Е.Д. Хопкинс, Е.Р. Кинер, Т.Е. Полек. Трение на поверхности и профили скорости в гиперзвуковом турбулентном пограничном слое на нетеплоизолированных плоских пластинах // Ракетная техника и космонавтика. 1972. Т. 10. № 1. С. 49–58.
14. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Трехпараметрическая модель турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40–52.
15. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е.* Уравнение переноса для турбулентного потока тепла. Расчет теплообмена в трубе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 6. С. 42–50.
16. *Лущик В.Г., Павельев А.А., Решмин А.И., Якубенко А.Е.* Влияние граничных условий на переход к турбулентности в пограничном слое на пластине при большом уровне внешних возмущений // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 6. С. 111–119.

Turbulent Boundary Layer on a Plate in Compressible Gas Flow

© 2025 V. G. Lushchik* and A. I. Reshmin**

Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, Russia

* *e-mail: vgl_41@mail.ru*

** *e-mail: alexreshmin@rambler.ru*

For the compressible turbulent boundary layer, the results of the numerical study using the three-parameter RANS turbulence model are compared with the results of direct numerical simulation (DNS). It is shown that the calculation results using the RANS model are in satisfactory agreement with the DNS results at the Mach numbers from 6 to 14. This makes it possible to recommend the use of the RANS model in engineering calculations of the hypersonic boundary layer when there is no need for powerful computing systems.

Keywords: RANS turbulence model, compressible boundary layer