

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛООБМЕНА В НЕСТАЦИОНАРНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ПРОДОЛЬНЫМИ ГРАДИЕНТАМИ ДАВЛЕНИЯ

В.А. Алексин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

В условиях высокой интенсивности турбулентности набегающего потока и воздействия продольного градиента давления на основе двухпараметрических моделей турбулентности исследованы динамические и тепловые характеристики стационарных и нестационарных пристенных течений в пограничных слоях. С применением модифицированной K - ε -модели изучено влияние параметров набегающего потока на развитие динамических и тепловых процессов в стационарном развитом турбулентном пограничном слое с положительным градиентом давления. Исследована его структура, проведено сопоставление расчетных профилей скорости и кинетической энергии турбулентности с экспериментальными данными в предотрывной области. Дается анализ совместного воздействия гармонических колебаний во времени скорости внешнего невязкого потока и его турбулентности, а также положительного градиента давления на развитие нестационарных характеристик течения и теплопереноса в пограничных слоях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокая интенсивность турбулентности может в значительной мере воздействовать на величину теплопередачи к обтекаемому телу в областях не только с турбулентным режимом, но с ламинарным и переходным. При обтекании криволинейных профилей переменность градиента давления вдоль поверхности влияет также на изменение локальных параметров турбулентности на внешней границе, которое в итоге может сказываться на локальных характеристиках трения и теплообмена на поверхности.

Для расчетов переходной структуры течения и теплообмена в пограничном слое с высокой интенсивностью турбулентности введение дополнительных эмпирических функций в коэффициенты модельных уравнений позволило получить численные результаты [1], согласующиеся с экспериментальными данными [2, 3]. Возможность применения квазистационарной модели при высокой степени турбулентности набегающего потока и гармонических колебаниях внешней скорости показана в [4, 5] для моделирования характеристик течения и теплопереноса в нестационарном пограничном слое в условиях нулевого и отрицательного градиентов давления.

При торможении потока под воздействием положительного градиента давления происходит перестройка структуры развитого турбулентного пограничного слоя, характеризующаяся качественным изменением профилей скорости, трения и энергии турбулентности. Интенсивность этой перестройки определяется параметрами набегающего потока и распределением градиента давления вдоль поверхности. В рамках нестационарного пограничного слоя из-за пониженного значения коэффициента трения при наложении гармонических колебаний внешней скорости возможно образование тонких зон возвратного потока. Для таких течений необходимо обоснование адекватности вводимых моделей турбулентности, которое подтверждается сопоставлением расчетных результатов с экспериментальными данными.

В настоящем исследовании на основе модифицированной K - ε -модели изучается

влияние параметров набегающего потока с высокой интенсивностью турбулентности на развитие динамических и тепловых процессов в стационарном развитом турбулентном пограничном слое в условиях положительного градиента давления. Дается анализ совместного воздействия гармонических колебаний во времени скорости внешнего невязкого потока на развитие нестационарных характеристик течения и теплопереноса в пограничных слоях.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Система уравнений для осредненных характеристик нестационарного двумерного турбулентного пограничного слоя в сжимаемом однородном потоке совершенного газа совместно с начальными и граничными условиями дана в [4, 5]. Модифицированные варианты моделей турбулентности позволяют непрерывно рассчитывать всю область течения от ламинарного до турбулентного режима при гармоническом распределении во времени внешней скорости набегающего потока

$$u_e(t, \xi) = u_0(\xi)(1 + A_0 \cos \omega t)$$

Для замыкания системы уравнений используются K - ε -модели турбулентности. При этом задаются два параметра турбулентности - степень Tu_∞ и масштаб L_∞ (или $\varepsilon'_\infty = \varepsilon_\infty D / V_\infty^3$) турбулентности в набегающем потоке.

Применение турбулентных коэффициентов вязкости и теплопроводности, так же как гипотезы Буссинеска о градиентном механизме переноса для турбулентного напряжения ($-\rho \langle u'v' \rangle$) и вид закона Фурье для турбулентного теплового потока ($-\rho \langle h'v' \rangle$), позволяет представить полное напряжение трения τ и полный тепловой поток q

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial \zeta} - \rho \langle u'v' \rangle = \mu_\Sigma \frac{\partial u}{\partial \zeta}, \quad q = \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial \zeta} - \rho \langle h'v' \rangle = \frac{\lambda_\Sigma}{c_p} \frac{\partial h}{\partial \zeta} \quad (1)$$

$$\tau_t = -\rho \langle u'v' \rangle = \mu_t \frac{\partial u}{\partial \zeta}, \quad q_t = -\rho \langle h'v' \rangle = \frac{\lambda_t}{c_p} \frac{\partial h}{\partial \zeta}$$

$$\mu_\Sigma = \mu + \mu_t, \quad \lambda_\Sigma = \lambda + \lambda_t$$

Здесь μ_Σ , λ_Σ - эффективные коэффициенты. Введение в (1) ламинарного и турбулентного чисел Прандтля $Pr = \mu c_p / \lambda$, $Pr_t = \mu_t c_p / \lambda_t$ дает возможность выразить λ / c_p и λ_t / c_p через отношения μ / Pr и μ_t / Pr_t .

Уравнения для кинетической энергии турбулентности K и изотропной части скорости ее диссипации $\varepsilon = \varepsilon_k - D$ нестационарного двумерного пограничного слоя в системе координат ξ, ζ имеют вид

$$\frac{\partial K}{\partial t} + u \frac{\partial K}{\partial \xi} + v \frac{\partial K}{\partial \zeta} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\mu_{\Sigma, k} \frac{\partial K}{\partial \zeta} \right] + \frac{P_k}{\rho} - \varepsilon_k \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} + v \frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\mu_{\Sigma, \varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \zeta} \right] + \frac{P_\varepsilon}{\rho} - (D_\varepsilon + E) \quad (3)$$

$$\mu_{\Sigma, k} = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad \mu_{\Sigma, \varepsilon} = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \quad (4)$$

Здесь $\mu_{\Sigma, k}$, $\mu_{\Sigma, \varepsilon}$ - коэффициенты полных (эффективных) вязкостей; σ_k , σ_ε - числа

Прандтля для K и ε ; члены P_k, P_ε описывают процессы генерации в уравнениях для K и скорости диссипации ε в явной форме; D_ε - диссипативное слагаемое в уравнении для ε ; члены D, E выражают влияние вязкости на диссипативные эффекты вблизи стенки и в областях с малыми локальными числами Рейнольдса в уравнениях для K и ε , как и функции f_2, f_4 - в членах D_ε, E .

Коэффициент турбулентной вязкости ν_t определяется по второй формуле Прандтля-Колмогорова с демпфирующей функцией f_μ

$$\nu_t = c_\mu f_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}$$

В варианте модели [6] f_μ - функция координаты ζ^+ и $c_3^*(\eta_*)$ [1]

$$f_\mu = 1 - \exp(-c_3^* \zeta^+), \quad \zeta^+ = \frac{u_* \zeta}{\nu}, \quad u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5)$$

Модификация этой модели (1)-(4) предполагает замену постоянной c_3 в (5) функцией

$$c_3^* = \frac{C'_0}{\eta_*^\alpha}, \quad C'_0 = c_3 \eta_*^\alpha (A'_0), \quad \alpha = 0.25$$

Функция c_3^* связана с толщиной вязкого подслоя η_* , заданной в форме зависимости от числа Re_0 и двух параметров A'_0, B'_0 , определяемых параметрами набегающего потока и его турбулентности [1], что позволило учесть возможность управления местоположением и протяженностью зоны перехода. Здесь применена эмпирическая зависимость A'_0 от Tu_∞ , полученная для опытных данных [7] и преобразованная в [1], а $B'_0 = \text{const}$. Введение в демпфирующий множитель функции $c_3^*(\eta_*)$ позволило смоделировать изменение толщины вязкого подслоя в переходной области.

На поверхности задаются граничные условия: $\zeta = 0, K = 0, \varepsilon = 0$.

Для решения уравнений нестационарного турбулентного пограничного слоя развит численный метод расчета, основанный на неявной конечно-разностной схеме четвертого порядка точности по нормали к поверхности. Метод был распространен на решения двумерных нестационарных задач пограничного слоя с периодическими распределениями во времени внешней скорости потока для широкого диапазона амплитуд колебаний [4, 5].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для анализа влияния параметров колеблющегося турбулизированного набегающего потока предварительно численно решается стационарная задача о течении и теплообмене на поверхности с нулевым и положительными значениями градиентами давления при развитом турбулентном режиме.

На начальном участке течения в условиях высокого уровня турбулентности Tu_∞ и почти нулевого градиента давления режим полагается псевдоламинарным с дальнейшим переходом к турбулентному. Вниз по течению вдоль стенки для чисел $Re_{\xi 0} > 10^6$ в пограничном слое в области развитого турбулентного режима продольный градиент давления задается переменным в соответствии с экспериментальными данными [8, 9]. Для проверки адекватности моделирования параметров турбулентности проведено сравнение расчетных и экспериментальных профилей скорости и энергии

турбулентности в области близкой к отрыву (рис. 1, а и б).

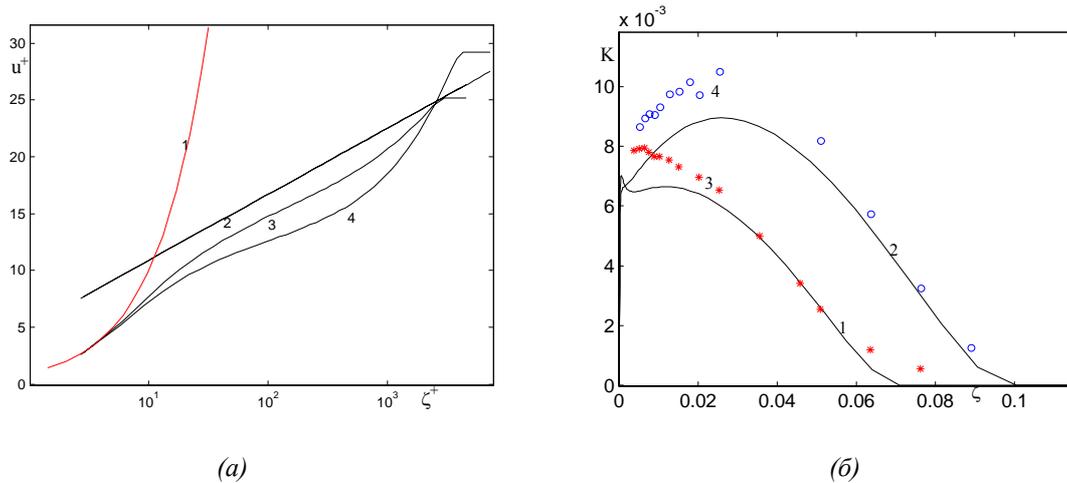


Рис.1. Профили скорости $u^+(\zeta^+)$ (а): 1- $u^+=\zeta^+$; 2 - $u^+ = 5.81 \lg \zeta^+ + 5.1$; 3, 4 - $\xi = 2.26, 3.40$ (м) расчетные данные; профили энергии турбулентности $K'=K/u_e^2$ от ζ (б) в конце участка торможения потока: 1, 3 - $\xi = 2.89$; 2, 4 - 3.39 (м); 1, 2 - расчетные данные, 3, 4 - экспериментальные

Расчетный профиль скорости в начальной области торможения потока располагается ближе к логарифмическому профилю. Ближе к отрыву происходит его отклонение вниз от распределения закона стенки и резкое возрастание во внешней, и он лучше описывается зависимостью от $\zeta^{1/2}$. Постепенно увеличивающийся вниз по потоку градиент давления воздействует на турбулентное течение в пограничном слое, перераспределяя при этом характеристики турбулентности внутри него, в частности, кинетическую энергию $K'(\zeta)=K/u_e^2$. Изменения свойств профиля K' хорошо прослеживаются в зависимости от физической координаты ζ .

В области развитого турбулентного с ростом Re_{ξ_0} при дальнейшем воздействии возрастающего положительного градиента давления происходит последующее сначала медленное, но затем с нарастающим темпом уменьшение C_{f0} вниз по потоку (рис. 2, а). При этом в области близкой к отрыву расчетные величины падают с тем же темпом, что и экспериментальные данные.

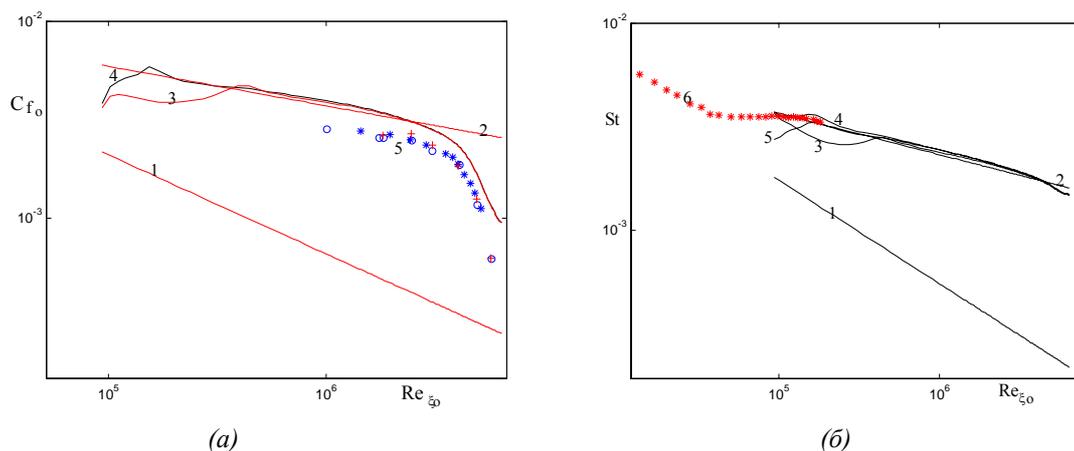


Рис.2. Зависимости $C_{f0}(Re_{\xi_0})$ (а): 1, 2 - эмпирические для ламинарного и турбулентного режимов при нулевом градиенте давления; 3, 4 - расчетные при $Tu_{\infty} = 2, 4.86\%$; 5 - экспериментальные данные [6, 7]; и $St(Re_{\xi_0})$ (б): 3, 4 - расчетные при $Tu_{\infty} = 2, 4.86\%$, $q=q_0$; 5- $Tu_{\infty} = 4.86\%$, $q=q_0/2$; 6 - экспериментальные данные [3]

Расчетные значения $St(Re_{\xi_0})$ и $i_w(Re_{\xi_0})$ получены для условий слабо нагретой стенки $q_w = \text{const}$ для параметров $Tu_{\infty} = 2-9\%$ и $\varepsilon'_{\infty} = 0.184 \times 10^{-2}$. Переменность $St(Re_{\xi_0})$

вдоль поверхности при $q_w = q_0$ определяется изменением температурного фактора i_w даже для $u_e = u_{e0} = \text{const}$. Анализ расчетных зависимостей St на (рис. 2, б) дает представление о влиянии интенсивности Tu_∞ и заданной величины q_0 на положение перехода.

При наличии гармонических колебаний скорости набегающего потока во времени уровень интенсивности турбулентности в нем оказывает доминирующее влияние на развитие теплового перехода в нестационарном пограничном слое. Для умеренных значений амплитуды A_0 и частоты f колебаний в условиях высокой интенсивности турбулентности зависимости $St(\tau, Re_{\xi_0})$ и температурного фактора $i_w(\tau, Re_{\xi_0})$ (рис.3), соответствующие в начальный момент времени стационарным экспериментальным параметрам потока, быстро перестраиваются во всех областях течения, сохраняя при этом гармонический характер изменения по τ .

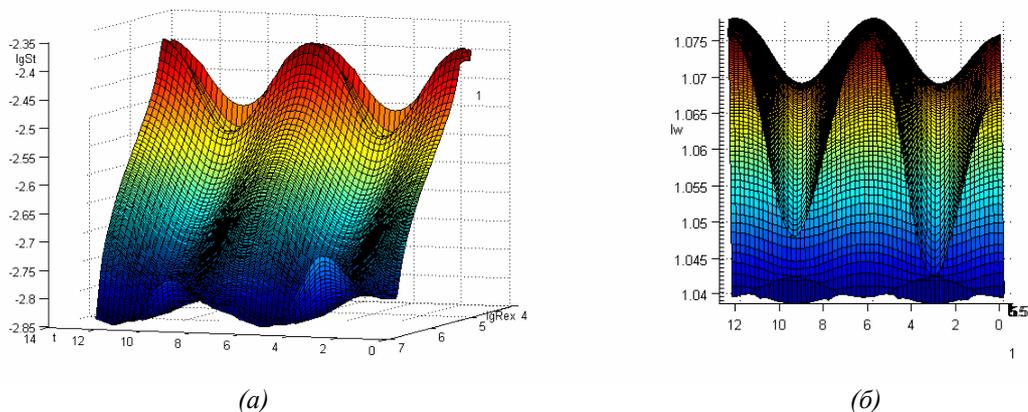


Рис. 3. Распределения $St(\tau, Re_{\xi_0})$ (а) и $i_w(\tau)$ (б) ($Re_{\xi_0} = \text{const}$) для $Tu_\infty = 4.86\%$, $A_0 = 0.147$

В начальном сечении при $\tau = 0$ расчетное распределение $St(0, Re_{\xi_0})$ от Re_{ξ_0} на рис. 3, а для $Tu_\infty = 4.86\%$ соответствует экспериментальным данным из [3] и эмпирическому турбулентному соотношению при нулевом градиенте давления. С ростом τ это начальное распределение видоизменяется. В каждом сечении $Re_{\xi_0} = \text{const}$ кривые $St(\tau, Re_{\xi_0})$ близки к гармоническим распределениям со сдвигом фазы относительно внешней скорости. При этом увеличение амплитуды A_0 внешней скорости от 0.10 до 0.147 приводит к росту амплитуды колебаний $St(\tau)$, наиболее заметное в конце области торможения потока.

Температурный фактор увеличивается вниз по потоку за исключением небольшой области перехода, где его изменения по продольной координате немонотонны, как и в области интенсивного торможения потока, в конце которой его значения падают. При ламинарном режиме степень роста температурного фактора превышает ее величину в развитом турбулентном течении (фиг.3, б).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В области, близкой к отрыву, динамика изменений профилей скорости и кинетической энергии турбулентности соответствуют закономерностям установленным в экспериментах. В условиях высокого уровня турбулентности в области торможения потока расчетные величины коэффициента трения уменьшаются с тем же темпом, что и в экспериментах.

Анализ совместного влияния параметров гармонических колебаний во времени скорости внешнего невязкого потока и турбулентности набегающего потока на развитие нестационарных характеристики течения и теплопереноса в пограничных слоях показал определяющую роль уровня интенсивности турбулентности

набегающего потока на интегральные характеристики. Увеличение амплитуды колебаний внешней скорости привел к количественному росту амплитуд колебаний всех расчетных интегральных характеристик.

Исследование выполнено при поддержке грантов НШ-397.2008.1 и РФФИ N 09-08-00307-а.

Литература

1. Алексин В.А. Моделирование влияния параметров турбулентности набегающего потока на пограничный слой криволинейного профиля// Изв. РАН. МЖГ. 1998. N 5. С. 79-89.
2. Transition Modelling for Turbomachinery II: An Updated Summ. of ERCOFTAC Trans. SIG Progr. 2nd WORKSHOP/ Ed. A.M. Savill. Cambridge: Univ. Press, 1994. 226 p.
3. Epik E.Ya. Heat transfer effects in transitions// Proc. on Turbulent Heat Transfer, Engineering Foundation Conf.. N. Y.: San Diego California. 1996. P. 1-47.
4. Алексин В.А. Моделирование влияния параметров турбулентности набегающего потока на теплообмен нестационарного пограничного слоя// Изв. РАН. МЖГ. 2003. N 2. С. 82-96.
5. Алексин В.А. Моделирование влияния параметров потока с высокой интенсивностью турбулентности на нестационарные пограничные слои с продольными градиентами давления// Изв. РАН. МЖГ. 2008. N 2. С. 122-136.
6. Chien K.-Y. Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds-number turbulence model// AIAA Journal. 1982. V.20. N 1. P.33-38.
7. Abu-Ghannam B.J., Shaw R. Natural transition of boundary layers- the effect of turbulence, pressure gradient, and flow history// J. Mech. Eng. Sci. 1980.V.22. N 5. P. 213-228.
8. Samuel A.E., Joubert P.N. A boundary layer developing in increasingly adverse pressure gradient// J. Fluid Mech. 1974. Vol. 66. Pt 3. P. 481-505.
9. Computation of turbulent boundary layer – 1968// Proc. AFOSR-IFR-Stanford Conference. Ed. Coles D.E., Hirst E.A. Vol. 2, Stanford Univ., 1969. 519 p.