

ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ**В.Г. Луцник, М.С. Макарова, А.Е. Якубенко***Институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия*

Для предложенного в [1] метода газодинамического энергоразделения сверхзвукового и дозвукового потоков газа с одинаковой энтальпией торможения, обтекающих с двух сторон теплопроводную стенку, в [2] проведено численное исследование в диапазоне значений числа Прандтля $Pr = 0.05 - 5$ для непроницаемой стенки и проницаемой при наличии вдува или отсоса газа через неё. Для непроницаемой стенки показано, как и в [3], что с уменьшением числа Pr стратификация возрастает. Вдув газа в сверхзвуковой поток уменьшает стратификацию по сравнению с непроницаемой пластиной, а отсос – увеличивает её. Этот эффект обусловлен тем, что из пограничного слоя сверхзвукового потока отсасывается «холодный» газ, температура которого ниже температуры торможения газа набегающего потока.

Целью настоящей работы является численное исследование предельного случая температурной стратификации между пограничным слоем на теплоизолированной стенке в сверхзвуковом потоке и отсасываемым газом.

Для расчета течения и теплообмена в сжимаемом турбулентном пограничном слое на пластине была использована система уравнений неразрывности, движения и энергии (для энтальпии газа h). Для определения величины турбулентного трения $\rho\tau = -\rho\langle u'v' \rangle$, входящего в уравнение движения, использована трехпараметрическая модель турбулентности [4], обобщенная на течение с теплообменом [5], в которой записаны уравнения переноса для напряжения сдвига $\tau = -\langle u'v' \rangle$, энергии турбулентности E и параметра $\omega = E/L^2$, имеющего физический смысл завихренности турбулентности и содержащего поперечный интегральный масштаб турбулентности L . Уравнения модели турбулентности и граничные условия на внешней границе пограничного слоя и на теплоизолированной стенке для отсоса газа приведены также в [6]. Для определения турбулентного потока тепла $\rho q_t = -\rho\langle v'h' \rangle$, входящего в уравнение энергии, использовалась гипотеза, основанная на введении постоянного по толщине пограничного слоя турбулентного числа Прандтля $Pr_t = 0.9$.

В начальном сечении ($x = 0$) задавался пограничный слой, толщина потери импульса θ_0 в котором соответствовала числу $Re_{\theta_0} = \theta_0(\rho u/\eta)_e \approx 10$, с ламинарным профилем скорости и соответствующей температурой. Профили функций $E(y)$, $\tau(y)$, $\omega(y)$ задавались как в [6]. Интенсивность турбулентности в потоке на входе принималась равной $\sqrt{E_{e0}}/u_e = 0.03$. Масштаб турбулентности L_{e0} в набегающем потоке принимался достаточно большим, чтобы вырождение турбулентности на расчетной длине было незначительным.

Расчеты проводились в следующей постановке. Пластина с одной стороны обтекалась сверхзвуковым потоком идеального газа с постоянной скоростью u_e , соответствующей заданному числу Маха, при температуре торможения $T_e^* = 400\text{ K}$. С другой стороны пластины была полость, куда поступал газ, отсасываемый из пограничного слоя. Входной участок пластины длиной x_0 полагался непроницаемым и теплоизолированным. Длина его

($x_0=100$ мм) была выбрана так, что проницаемый участок пластины длиной L_p находился за областью перехода в пограничном слое от ламинарного режима течения к турбулентному. Далее по потоку осуществлялся отсос, интенсивность которого $j_w^o = j_w / (\rho u)_e$ оставалась постоянной по длине L_p проницаемой пластины. За проницаемой пластиной следовал участок непроницаемой теплоизолированной стенки.

Расчеты проведены в диапазоне изменения числа Прандтля $Pr = 0.1 - 5$ для чисел Маха $M = 1, 2, 3$ при изменении интенсивности отсоса $-j_w^o = 0 - 0.01$ и длины проницаемого участка $L_p = 100 - 700$ мм.

Величина температурной стратификации $\Delta T = \langle T^* \rangle - \langle T_j \rangle$ находилась как разность среднемассовой температуры торможения пограничного слоя $\langle T^* \rangle$ и средней по длине температуры отсасываемого газа $\langle T_j \rangle$, определенных как

$$\langle T^* \rangle = \frac{1}{G_\delta} \int_0^{\delta_T} \rho u T^* dy, \text{ где } G_\delta = \int_0^{\delta_T} \rho u dy; \quad \langle T_j \rangle = \frac{1}{G_j} \int_{x_0}^x j_w T_j dx, \text{ где } G_j = \int_{x_0}^x j_w dx.$$

Величина $\langle T^* \rangle$ рассчитана по толщине теплового пограничного слоя δ_T , определенной как расстояние от стенки y , на котором безразмерная температура газа $(T - T_e) / (T_w - T_e) = 0.01$; G_δ – расход газа в пограничном слое на единицу длины. Величина $\langle T_j \rangle$ рассчитана на длине проницаемой пластины на участке $x_0 - x$ по температуре отсасываемого газа T_j , которая в данной постановке равна температуре стенки T_w ; G_j – расход отсасываемого газа на единицу длины.

Рассмотрим вначале результаты, полученные для чисел $Pr < 1$. С ростом интенсивности отсоса j_w^o величины $\langle T^* \rangle$ и $\langle T_j \rangle$ возрастают по длине пластины, но в разной степени. Величина температуры отсасываемого газа $\langle T_j \rangle$ растет быстрее температуры торможения пограничного слоя $\langle T^* \rangle$, так что их разность ΔT с ростом j_w^o уменьшается.

Полученным величинам температурной стратификации ΔT соответствуют расходы газа в пограничном слое G_δ и отсасываемого газа G_j . Так, с ростом интенсивности отсоса j_w^o величина расхода G_δ уменьшается, а расход G_j увеличивается. Таким образом, большие величины температурной стратификации ΔT можно получить при небольшой интенсивности отсоса j_w^o , но расход газа G_j будет при этом невелик в отличие от расхода газа G_δ .

Зависимость величины температурной стратификации ΔT от числа Прандтля Pr представлена на рис. 1. Как видно, с ростом числа Pr величина ΔT уменьшается и тем сильнее, чем больше интенсивность отсоса j_w^o . Анализ зависимости величины температурной стратификации ΔT от числа Маха показал, что с ростом числа M величина ΔT возрастает и тем сильнее, чем меньше число Pr . Таким образом, максимальные значения величины температурной стратификации могут быть реализованы при малых числах Pr и больших числах M .

Анализ результатов расчета изменения температуры стенки по длине (рис. 2, а) показал, что на участке непроницаемой теплоизолированной пластины ($x > L_p$), следующим

за проницаемой стенкой с отсосом газа, температура стенки резко падает и тем сильнее, чем больше интенсивность отсоса j_w^o . Отметим, что этот результат аналогичен полученному в [7] эффекту образования зоны с пониженной температурой стенки в области газовой завесы за проницаемой стенкой при вдуве легкого газа в сверхзвуковой поток более тяжелого газа. В [7] этот эффект обусловлен низким значением числа Прандтля на стенке в области газовой завесы вследствие диффузионных процессов в смеси газов.

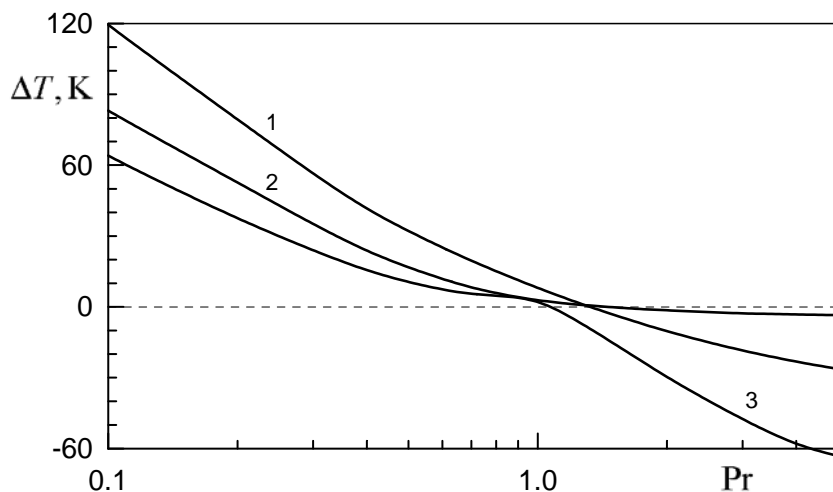


Рис. 1. Зависимость величины температурной стратификации ΔT от числа Прандтля Pr ($M=3$, $L_p=300$ мм) для ряда значений интенсивности отсоса: 1 – $j_w^o = -0.002$, 2 – $j_w^o = -0.005$, 3 – $j_w^o = -0.01$.

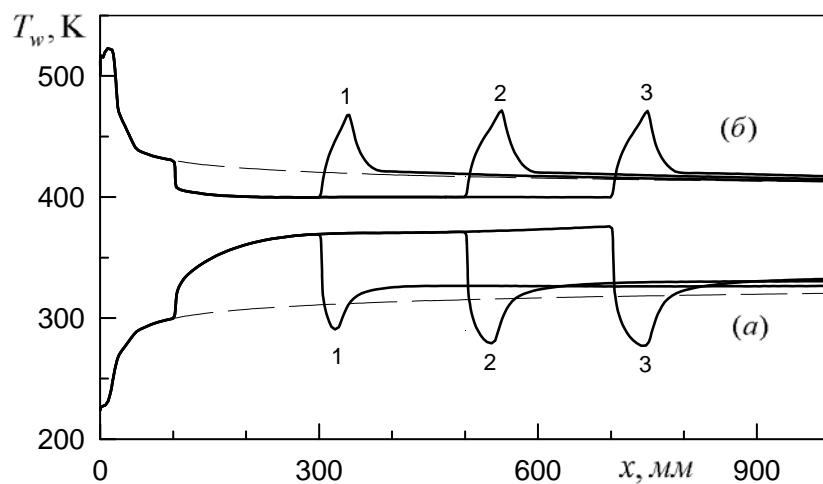


Рис. 2. Изменение по длине x температуры стенки T_w ($M=3$, $j_w^o = -0.005$) для ряда значений длины проницаемой пластины: 1 – $L_p = 200$ мм, 2 – $L_p = 400$ мм, 3 – $L_p = 600$ мм; а – $Pr = 0.2$, б – $Pr = 2$; штриховые линии – температура теплоизолированной непроницаемой стенки.

В рассмотренном в настоящей работе случае отсоса газа причиной образования зоны с пониженной температурой стенки является ламинаризация пограничного слоя на проницаемой стенке при интенсивном отсосе. Об этом свидетельствует изменение по длине пластины толщины динамического пограничного слоя δ_u (рис. 3), определенной как расстояние от стенки y , на котором безразмерная скорость газа $u/u_e = 0.99$. Как видно из рис. 3, с увеличением интенсивности отсоса рост величины δ_u сменяется её уменьшением и при $j_w^o = -0.01$ (линия 4) толщина пограничного слоя выходит на постоянное значение. Это

означает, что в пограничном слое наступает так называемый режим асимптотического отсоса, при котором $\delta_u = const$, а коэффициент трения $C_f/2$ равен интенсивности отсоса $|j_w^o|$, что и подтверждено расчетами. Эволюция профилей скорости и интенсивности турбулентности по длине также свидетельствуют о ламинаризации пограничного слоя при интенсивном отсосе газа.

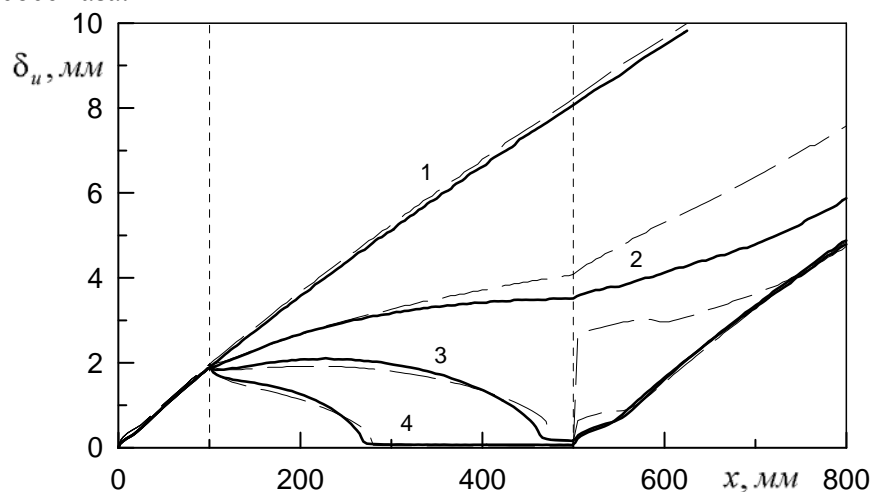


Рис. 3. Изменение по длине x толщины динамического пограничного слоя δ_u ($M=3, L_p=400$ мм) в зависимости от интенсивности отсоса: 1 – $j_w^o = 0$, 2 – $j_w^o = -0.002$, 3 – $j_w^o = -0.005$, 4 – $j_w^o = -0.01$; сплошные линии – $Pr = 0.2$, штриховые – $Pr = 2$.

Анализ результатов расчета для чисел Прандтля $Pr > 1$ позволил установить следующее. Поскольку в пограничном слое для газа с $Pr > 1$ температура теплоизолированной стенки выше, чем для газа с $Pr < 1$, то при отсосе «горячего» газа из пограничного слоя его средняя температура торможения $\langle T^* \rangle$ становится меньше температуры отсасываемого газа $\langle T_j \rangle$, так что разность их $\Delta T = \langle T^* \rangle - \langle T_j \rangle$ – величина температурной стратификации – становится отрицательной (рис. 1). Температура стенки (рис. 2, б) при этом на участке непроницаемой пластины ($x > L_p$) возрастает и далее, как и для $Pr < 1$, выходит на величину температуры теплоизолированной непроницаемой стенки. При достаточно интенсивном отсосе ($j_w^o = -0.01$), как и для $Pr < 1$, происходит ламинаризация пограничного слоя с выходом на режим асимптотического отсоса (рис 3).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№№ 10-08-00001-а, 11-08-00152-а).

Литература

1. Леонтьев А.И. Газодинамический метод энергоразделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35. № 1. С. 157.
2. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Влияние вдува (отсоса) на энергоразделение потоков сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2011. № 6. С. 110.
3. Волчков Э.П., Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 19.
4. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель сдвиговой турбулентности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 13.
5. Лущик В.Г., Павельев А.А., Якубенко А.Е. Трехпараметрическая модель

турбулентности: расчет теплообмена // Изв. АН СССР. МЖГ. 1986. № 2. С. 40.

6. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Yakubenko A.E. A heat-insulated permeable wall with suction in a compressible gas flow // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 4001.

7. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Особенности теплообмена в области газовой завесы при вдуве инородного газа // Изв. РАН. МЖГ. 2010. № 4. С. 52.