

УДК 532.526

Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя при подводе тепла в его узкую полосу*

С.А. Гапонов

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

E-mail: gaponov@itam.nsc.ru

Исследуется устойчивость сверхзвукового пограничного слоя с введением тепла в его внутреннюю узкую область. Расчеты проведены при числе Маха $M = 2$ и температуре, отнесенной к температуре на границе пограничного слоя, — $T_w = 3,9$ (630 К). Обнаружено, что при подводе тепла инкременты двумерных возмущений увеличились примерно в два раза, а частотный диапазон — в три раза по сравнению со случаем теплоизолированной пластины без подвода тепла. При нагретой пластине ($T_w = 3,9$) теплоподвод в пограничный слой замедляет рост возмущений, то есть способствует стабилизации пограничного слоя, инкременты уменьшаются почти в четыре раза. Наряду с двумерными волнами изучается динамика косых волн. Установлено, что в случае низких частот наиболее интенсивно растут трехмерные (косые) волны, тогда как в области высоких частот интенсивнее нарастают двумерные возмущения, что согласуется с многочисленными исследованиями устойчивости пограничных слоев. Однако их роль в устойчивости пограничных слоев с подводом тепла ослабевает по сравнению со случаем сверхзвукового пограничного слоя на теплоизолированной стенке без подвода тепла. В рамках исследований также обнаружены затухающие в направлении основного потока продольные структуры. Подвод тепла в пограничный слой уменьшает их декременты в сверхзвуковом пограничном слое, то есть затухание данных структур ослабевает. Результаты исследований возмущений в сверхзвуковом пограничном слое сопоставляются с аналогичными данными при числе Маха $M \ll 1$.

Ключевые слова: пограничный слой, устойчивость, подвод тепла, пламя, автомодельное течение, возмущения потока.

Введение

Вопросам управления сопротивлением движущихся тел в газовой среде посвящено большое количество исследований. Одни из них связаны с воздействием локального подогрева натекающего на тело газа. Некоторые результаты решения этой проблемы и ее история описаны в работе [1]. Многочисленные данные исследований влияния локального подогрева на сопротивление движущихся тел можно найти также в публикациях [2–7]. Все упомянутые исследования проведены либо в рамках идеального газа, либо в условиях турбулентного обтекания тел.

В работах [8, 9] изучалось влияние энергоподвода в турбулентный сверхзвуковой пограничный слой. При этом методы подвода тепла не обсуждались. Следствием подвода тепла может быть сгорание топлива в пограничном слое. В частности, в обзоре [10]

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 17-19-01289) и Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы (проект АААА-А17-117030610125-7, № 0323-2018-0009).

рассматривалось сгорание топлива, подаваемого через пористую стенку, в пограничном слое, содержащем окислитель. Наряду с вопросом о снижении сопротивления в условиях турбулентного обтекания тел важное место занимает задача определения положения ламинарно-турбулентного перехода, которое напрямую связано с устойчивостью ламинарного пограничного слоя. К сожалению, по-видимому, имеется единственная работа [11], в которой проведены теоретические исследования устойчивости дозвукового пограничного слоя в условиях подвода тепла в узкую полосу, имитирующую зону горения [12]. Настоящая работа является продолжением исследований [11] и посвящена устойчивости сверхзвукового пограничного слоя при числе Маха $M = 2$ в условиях подвода тепла в его внутреннюю часть.

Основное течение в пограничном слое

Система уравнений движения совершенного газа при отсутствии внешних массовых сил имеет следующий вид [8, 9]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial(v\rho)}{\partial y} &= 0, \quad \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right), \\ \rho \left(u \frac{\partial I}{\partial x} + v \frac{\partial I}{\partial y} \right) &= \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial I}{\partial y} + \mu \left(1 - \frac{1}{Pr} \right) u \frac{\partial u}{\partial y} \right] + \rho Q, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\rho = pm/RT$, $I = h + u^2/2$, $\mu = \mu_e T^{3/2} \frac{1 + T_s/T_e}{T + T_s/T_e}$, здесь u, v — проекции вектора скорости на ортогональные координаты x (расположена параллельно поверхности пластины) и y (нормальная к поверхности) соответственно, ρ — плотность, p — давление, T — температура, $h = c_p T$ — энтальпия, Q — количество тепла, введенного в единицу времени на единицу массы, m — молекулярный вес газа, R — универсальная газовая постоянная, μ — динамический коэффициент вязкости, c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, Pr — число Прандтля. Предполагается, что c_p и Pr постоянны, $T_s = 110$ К. Система (1) нормализована с помощью следующих масштабов: v_e/u_e — длина, μ_e — вязкость, u_e — скорость, T_e — температура, ρ_e — плотность, u_e^2 — энтальпия, $u_e^4 \rho_e / \mu_e$ — скорость подвода тепла, u_e^2 / T_e — удельная теплоемкость и универсальная газовая постоянная, $\rho_e u_e^2$ — давление. Индексом e помечены параметры на внешней границе пограничного слоя.

На поверхности пластины ($y = 0$) $u = 0, v = 0, T = T_w$, а на внешней границе пограничного слоя $u = T = 1$. Система (1) решается в локальном автомодельном приближении [12, 13] с координатой подобия $Y = \int_0^y \rho(y_1) \frac{dy_1}{Re}$, где $Re = \sqrt{x}$ является параметром автомодельных уравнений.

Зависимость теплоподвода от нормальной координаты принимается такой же, как и в работе [11]:

$$Q = \frac{I_e}{Re_b^2 u_e^2} A \exp \left[- \left(\frac{u - u_f}{\Delta} \cdot \frac{T_f(Re)}{T_f(Re_b)} \cdot \frac{Re}{Re_b} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Параметры $A = 3,55, u_f = 0,63, \Delta = 0,2$ выбирались в [11] из соответствия распределения температуры, полученного в результате решения системы (1) в автомодельном прибли-

жении, профилю температуры, рассчитанному в [8] при $Re_b = 183$, $T_e = 293$ К и числе Маха $M \ll 1$.

При расчете параметров течения в пограничном слое при $M = 2$ температура торможения T_0 принималась равной 290 К, следовательно, на границе пограничного слоя $T_e \approx 160$ К. Температура на стенке в случае подвода тепла как при дозвуковом, так и при сверхзвуковом обтекании принималась примерно равной 630 К, что соответствовало безразмерным значениям $T_w = 3,9; 2,16$ при $M = 2$ и $M = 0$ соответственно.

Расчеты результатов стационарных параметров потока в условиях подвода тепла при $M = 2$, $T_w = 3,9$ показаны на рис. 1. Видно, что профили скорости (рис. 1а) не зависят от числа Рейнольдса, которое является параметром локально автомодельных уравнений пограничного слоя. Профили температуры (рис. 1б) слабо меняются в зависимости от числа Рейнольдса.

Обобщенная точка перегиба, а именно, наличие экстремума в произведении плотности и завихренности $K = \rho \frac{du}{dy} = \rho^2 \frac{du}{dY}$ играет особую роль в теории невязкой неустойчивости. Результаты расчета функции K при $M = 2$, $T_w = 3,9$ приведены на рис. 1с. Видно, что во всех трех случаях (1 – 3) имеется два экстремума. Один из них расположен на высоте $Y \approx 1,6$ ($u \approx 0,62$) и соответствует минимуму функции. Другой экстремум расположен на расстоянии $Y \approx 3,3$ ($u \approx 0,97$) и соответствует максимуму. Наличие обобщенных точек перегиба указывает на невязкую неустойчивость. Заметим, что с увеличением Re все зависимости стремятся к предельным функциям, включая распределение произведения плотности и завихренности. Таким образом, при больших числах Рейнольдса течение в пограничном слое становится автомодельным.

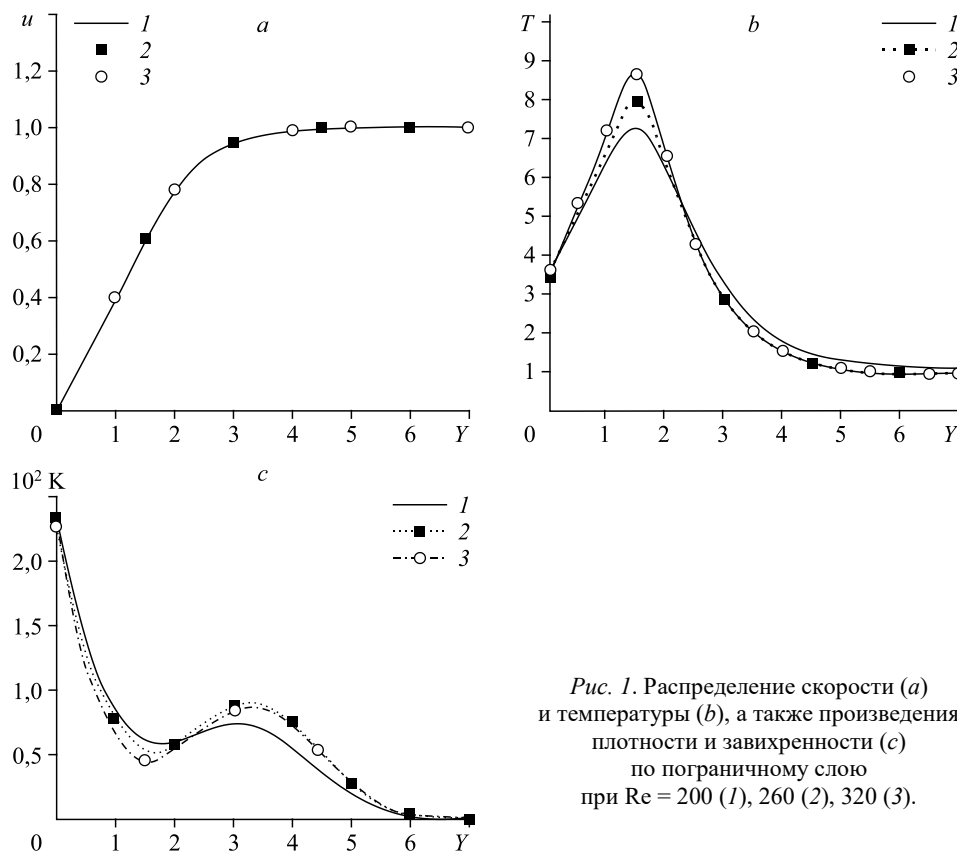


Рис. 1. Распределение скорости (а) и температуры (б), а также произведения плотности и завихренности (с) по пограничному слою при $Re = 200$ (1), 260 (2), 320 (3).

На рис. 2 показаны зависимости скорости, температуры, а также произведения плотности и завихренности от расстояния до стенки при $Re = 320$, $M = 2$ и разных тепловых условиях: при подводе тепла внутрь пограничного слоя ($T_w = 3,9$), при наличии нагретой стенки ($T_w = 3,9$) без подвода тепла внутрь слоя, теплоизолированной стенке ($T_w = 1,67$). Видно, что все зависимости различаются между собой, и, следовательно, устойчивость пограничного слоя должна отличаться в этих трех случаях.

Устойчивость пограничного слоя

Линеаризация полных уравнений динамики вязкого теплопроводного газа относительно возмущений $\varphi_i = \varphi_i^d(y) \exp[i(ax + bz - Ft)]$ [14, 15] приводит к системе:

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_1^d}{dy} &= -(i_c + r_h u) \varphi_2^d + i_x \varphi_5^d + i_z \varphi_6^d - 2\mu_r \frac{du^d}{dy}, \\ \frac{d\varphi_2^d}{dy} &= \rho \frac{dT}{dy} \varphi_2^d - T \left(f_0 \frac{du}{dy} \right) \varphi_3^d - u_w^d - i_c T r^d - \left(f_2 \rho \frac{dT}{dy} \right) T^d - f_1 T \frac{d\varphi_3^d}{dy} + f_2 \frac{dT^d}{dy}, \\ \frac{d\varphi_3^d}{dy} &= -i_x \varphi_2^d - \frac{du}{dy} \mu_r T^d + \varphi_5^d / \mu_r, \quad \frac{d\varphi_4^d}{dy} = -i_z \varphi_2^d + \varphi_6^d / \mu_r, \\ \frac{d\varphi_5^d}{dy} &= i_x \varphi_1^d + \left(i_c + f_1 \frac{du}{dy} \right) \varphi_3^d + f_2 \frac{du}{dy} r^d - i_r^d + f_2 \frac{d\varphi_3^d}{dy} + \rho \frac{du}{dy} \varphi_2^d, \end{aligned} \tag{3}$$

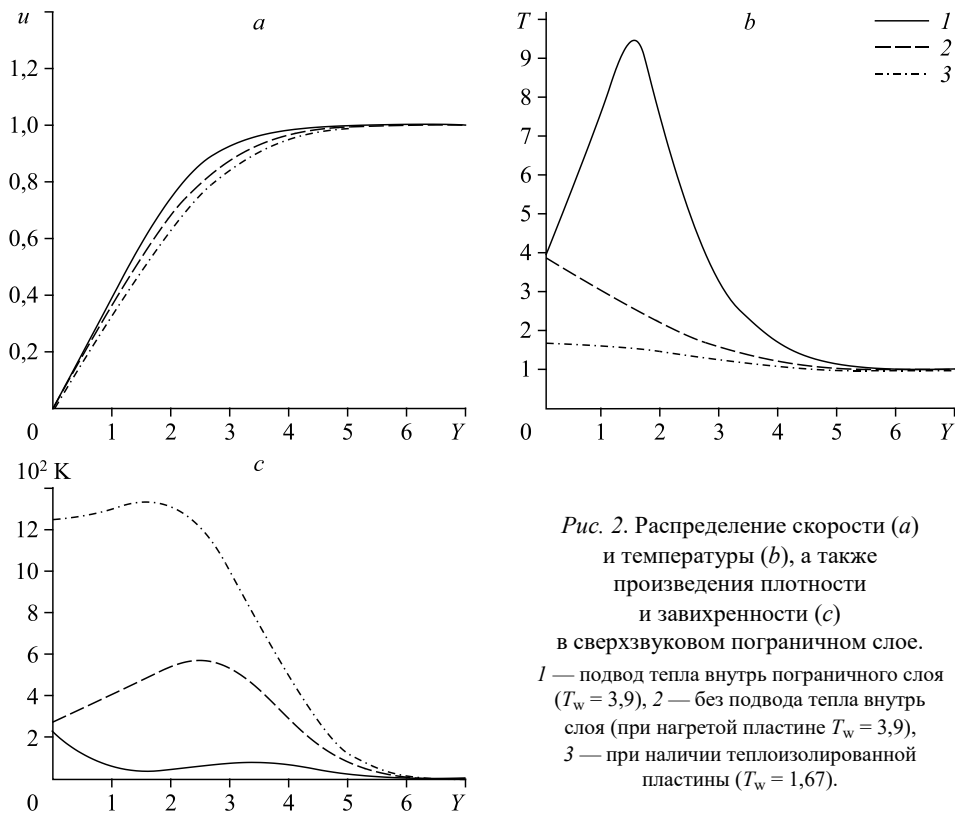


Рис. 2. Распределение скорости (a) и температуры (b), а также произведения плотности и завихренности (c) в сверхзвуковом пограничном слое. 1 — подвод тепла внутрь пограничного слоя ($T_w = 3,9$), 2 — без подвода тепла внутрь слоя (при нагретой пластине $T_w = 3,9$), 3 — при наличии теплоизолированной пластины ($T_w = 1,67$).

$$\begin{aligned} \frac{d\varphi_6^d}{dy} &= i_z \varphi_1^d + (i_c - \mu_a) \varphi_4^d - i_z \mu_r u_w^d + f_2 \frac{d\varphi_4^d}{dy}, \\ \frac{d\varphi_7^d}{dy} &= iFRT \varphi_1^d + \rho \frac{dI}{dy} \varphi_2^d + f_2 \frac{dI}{dy} r^d - u i_t^d + f_2 u \frac{d\varphi_3^d}{dy} + \\ &+ \left(i_c u + f_1 \frac{dI}{dy} + f_2 \frac{du}{dy} \right) \varphi_3^d + f_2 \frac{d\varphi_8^d}{dy} + (i_c - \mu_a / \text{Pr}) \varphi_8^d + \rho Q^d + Q \rho^d, \\ \frac{d\varphi_8^d}{dy} &= -\text{Pr} \frac{du}{dy} \varphi_3^d - \frac{dh}{dy} \mu_t T^d + \text{Pr} (\varphi_7^d - u \varphi_5^d) / \mu_r, \end{aligned}$$

где $\varphi_1^d, \varphi_2^d, \varphi_3^d, \varphi_4^d, \varphi_5^d, \varphi_6^d, \varphi_7^d, \varphi_8^d$ — соответственно амплитуды возмущений давления, нормальной, продольной и боковой скоростей, сдвиговых напряжений τ_{12}, τ_{23} , теплового потока и энтальпии. Здесь тепловой поток нормирован на $\rho_e u_e^3$, а время на v_e / u_e^2 . Нормировка других величин такая же, как в (1). Дополнительными членами системы являются:

$$\begin{aligned} u_w^d &= i_x \varphi_3^d + i_z \varphi_4^d, \quad i_t^d = i_x \mu_r u_w^d + \mu_a \varphi_3^d, \quad \mu_a = (i_x^2 + i_z^2) \mu_r, \\ r^d &= \rho^d / \rho = g_m \varphi_1^d - \rho T^d, \quad T^d = g_{m1} \varphi_8^d, \quad i_x = ia \text{Re} T, \quad i_z = ib \text{Re} T, \\ i_c &= \text{Re} u_e = i \text{Re}(ua - F), \quad r_h = \text{Re} h_1 = f_0 \frac{du}{dY} + f_1 \rho \frac{dT}{dY}, \quad \mu_r = \mu \rho / \text{Re}, \quad \mu_t = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{d\mu}{dT}, \\ f_1 &= -f / 2 \text{Re} u, \quad f_0 = -f_1 / u, \quad f_2 = f_1 u, \quad g_m = \gamma M^2, \quad g_{m1} = (\gamma - 1) M^2, \\ \gamma &= c_p / c_v \text{ — показатель адиабаты, } \rho Q^d = -2 \frac{I_e}{u_e^2 \text{Re}_b^2} \rho \frac{A}{\Delta} \cdot \frac{T_f(\text{Re})}{T_f(\text{Re}_b)} \left(\frac{\text{Re}}{\text{Re}_b} \right) \zeta \exp(-\xi^2) \varphi_3^d, \\ Q \rho^d &= \frac{I_e}{u_e^2 \text{Re}_b^2} A \exp(-\xi^2) \rho^d, \quad \xi = \frac{u - u_f}{\Delta} \cdot \frac{T_f(\text{Re})}{T_f(\text{Re}_b)} \cdot \frac{\text{Re}}{\text{Re}_b}. \end{aligned}$$

Система (3) решается с условиями:

$$\varphi_2^d, \varphi_3^d, \varphi_4^d, \varphi_8^d = 0 \text{ при } y = 0 \text{ и } y = \infty. \quad (4)$$

При заданных значениях M, Re, F и параметрах основного течения решение системы (3) с граничными условиями (4) существует при собственном значении $a = a_r + ia_i$. Течение неустойчиво при отрицательном значении a_i .

На рис. 3 сравниваются темпы усиления возмущения при подводе тепла $T_w = 3,9$ внутрь пограничного слоя; в отсутствие подвода тепла внутрь пограничного слоя, но с нагретой до температуры $T_w = 3,9$ стенкой; при теплоизолированной стенке. Видно, что частотный диапазон и скорость усиления возмущений как с теплоподводом, так и в его отсутствие при нагретой стенке ($T_w = 3,9$) много больше, чем в случае теплоизолированной стенки без подвода тепла. Инкременты увеличились примерно в два раза и составили значение $-a_i = 0,4 \cdot 10^{-5}$, что даже выше, чем у трехмерных волн на теплоизолированной стенке, где $-a_i \approx 0,3 \cdot 10^{-5}$ [16]. Интересным представляется тот факт, что при одной и той же температуре стенки ($T_w = 3,9$) подвод тепла внутрь пограничного слоя замедляет рост возмущений, то есть способствует стабилизации течения.

На рис. 4 приведены зависимости скорости усиления двумерных возмущений от частоты с теплоподводом ($T_w = 3,9$) при разных числах Рейнольдса. Представленные

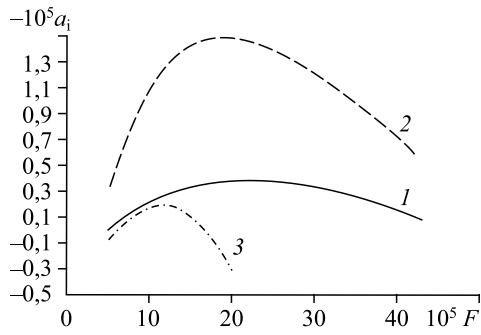


Рис. 3. Темпы усиления возмущений при различных условиях. Обозначения см. на рис. 2.

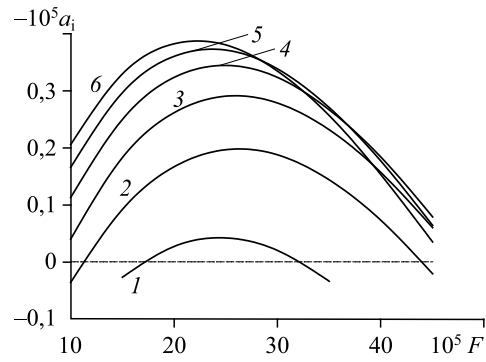


Рис. 4. Зависимость инкрементов двумерных волн от частоты при $Re = 220$ (1), 240 (2), 260 (3), 280 (4), 300 (5), 320 (6).

результаты указывают на усиление скорости роста возмущений с увеличением числа Рейнольдса. Однако максимальная скорость усиления замедляется с увеличением Re , что подтверждается графиками рис. 5, где сопоставляются зависимости максимальных степеней усиления при числах Маха $M = 2$ и 0 при одинаковом подводе тепла, определяемом по формуле (2), и температуре стенки 630 К. Это снова свидетельствует об автомодельности течения в пограничном слое при больших числах Рейнольдса. При числе $Re < 250$ степень нарастания возмущений в дозвуковом пограничном слое ($M = 0$) ниже, чем в случае $M = 2$. Но уже при $Re > 260$ их соотношение меняется на противоположное.

На рис. 6 приведены кривые нейтральной устойчивости относительно двумерных возмущений для чисел Маха $M = 0$ и 2 при тех же условиях, что и на рис. 5. Здесь видно незначительное смещение положения нейтральной кривой при изменении числа Маха. Величина критического числа Рейнольдса при $M = 2$ примерно на 10% меньше, чем в случае $M = 0$. Примерно в такой же пропорции снижается максимальная частота растущих возмущений в сверхзвуковом пограничном слое.

На рис. 7 показаны зависимости фазовых скоростей возмущений от частоты. С помощью расчетов установлено, что по мере увеличения частоты фазовая скорость возрастает и приближается к скорости в обобщенной точке перегиба, соответствующей максимуму параметра K . Максимальное значение K соответствует скоростям $u \approx 0,97$ для $M = 2$ и $u \approx 0,93$ для $M = 0$, кривые для которых обозначены как 3 и 4 на рис. 7. С уменьшением частоты колебаний фазовая скорость уменьшается, оставаясь больше скорости в обобщенной точке перегиба, соответствующей минимуму параметра K , где скорость примерно равна $0,62$ в обоих случаях.

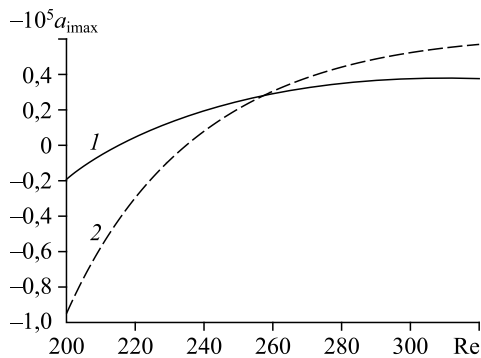


Рис. 5. Максимальные по частоте инкременты двумерных волн при $M = 2$ (1), 0 (2).

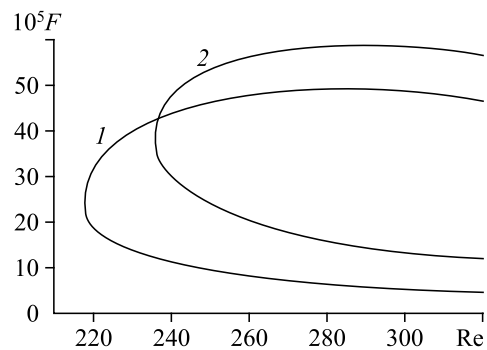


Рис. 6. Кривые нейтральной устойчивости двумерных возмущений при $M = 2$ (1), 0 (2).

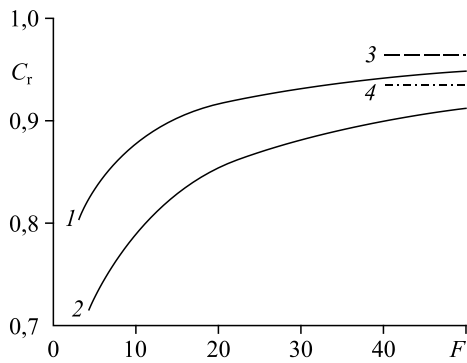


Рис. 7. Зависимость фазовой скорости нарастающей волны при $M = 2$ (1, 3), 0 (2, 4) и $Re = 320$.

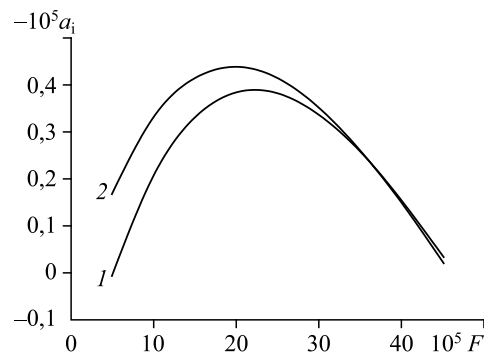


Рис. 8. Инкременты волн с учетом возмущений подвода тепла (1) и без учета (2).

В работе [17] было показано, что возмущение тепла обратно пропорционально числу Рейнольдса, и следует ожидать слабого его влияния на устойчивость течения. Для выяснения степени такого влияния были проведены специальные расчеты как с учетом двух последних членов в седьмом уравнении системы (3), так без них. Результаты показаны на рис. 8. Видно, что инкременты уменьшаются под влиянием возмущений источника тепла, по крайней мере, в области низких частот. Однако характер их зависимостей от частоты остается неизменным, и для качественных исследований можно ограничиться упрощенной схемой, не учитывающей возмущения от источника тепла.

Все приведенные выше результаты касались устойчивости течения относительно двумерных возмущений. Однако известно, что следует учитывать косые волны (волновые вектора которых не совпадают с направлением течения на границе слоя) в сверхзвуковых пограничных слоях с умеренными числами Маха [16] и при дозвуковых течениях с подводом тепла [11]. Зависимости скоростей усиления роста возмущений от угла скольжения волны $\chi = \arctg(b/a_r)$ показаны на рис. 9. В области высоких частот ($F > 20 \cdot 10^{-5}$) двумерные возмущения увеличиваются более интенсивно, чем трехмерные волны. В области низких частот ($F < 15 \cdot 10^{-5}$) увеличиваются более интенсивно трехмерные возмущения. Можно заметить, что огибающая кривых на рис. 9 — убывающая функция. При этом частота $F = 20 \cdot 10^{-5}$ обладает максимальным инкрементом, а соответствующая ей волна двумерна. По-видимому, полученные здесь результаты носят частный характер, и на их основе нельзя делать общий вывод о том, что всегда при подводе тепла внутрь пограничного слоя найдется частота, при которой инкременты максимальны, а их волны двумерны.

В настоящее время широко обсуждаются вопросы, связанные со стационарными возмущениями, особенно это касается продольных структур, в том числе при диффузионном горении в пограничных слоях [18], сопровождающемся интенсивным подводом тепла в зоне горения. Поэтому в рамках настоящих исследований проводились расчеты стационарных возмущений. Их результаты показаны на рис. 10 для трех случаев: тепло подводится внутрь пограничного слоя при $T_w = 3,9$, в отсутствие подвода

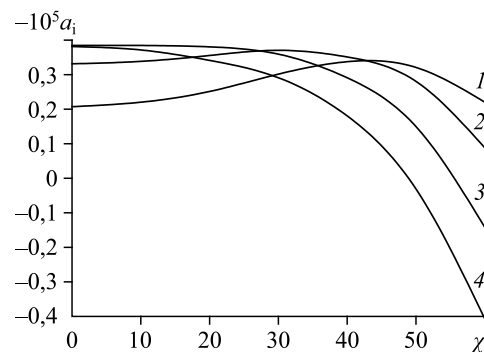


Рис. 9. Зависимость инкрементов возмущений от угла скольжения.

$Re = 320, M = 2, F \cdot 10^5 = 10$ (1), 15 (2), 20 (3), 25 (4).

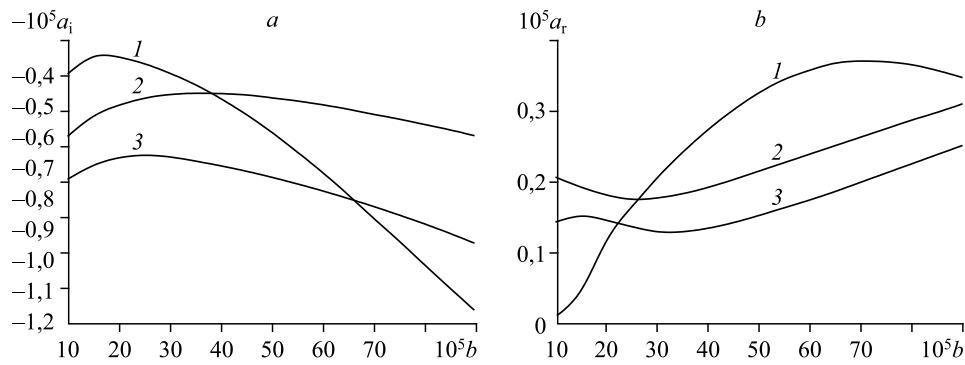


Рис. 10. Инкременты (а) и реальные продольные волновые числа (b) стационарных возмущений в зависимости от волнового числа в боковом направлении.

- 1 — тепло ($T_w = 3,9$) подводится внутрь пограничного слоя,
 2 — без подвода тепла внутрь пограничного слоя при нагретой до $T_w = 3,9$ пластине,
 3 — теплоизолированная стенка без подвода тепла в пограничный слой.

тепла внутрь пограничного слоя при нагретой стенке с $T_w = 3,9$, при наличии теплоизолированной стенки без подвода тепла внутрь пограничного слоя. Прежде всего, заметим, что угол скоса стационарной волны при минимальных декрементах $\chi > 89,4^\circ$ (оценка по данным рис. 10а), и он практически соответствует продольным структурам. Все стационарные волны затухают по продольной координате. Минимальное убывание продольной структуры соответствует случаю с подводом тепла внутрь пограничного слоя. При этом ее инкремент $-a_i = -0,35 \cdot 10^{-5}$ (рис. 10b), и при единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 10^7$ уменьшение амплитуды стационарного возмущения примерно в три раза происходит на расстоянии, равном 3 см, а при $Re_1 = 10^6$ — на расстоянии 30 см или на 10-ти длинах волн в боковом направлении, т.е. $(1/a_i)/(2\pi/b)$. Более интенсивно затухают возмущения в пограничном слое при нагретой стенке без подвода тепла в его внутреннюю часть. А на теплоизолированной стенке без подвода тепла стационарные структуры убывают по продольной координате примерно в два раза интенсивнее, чем в случае подвода тепла внутрь пограничного слоя.

Заключение

Впервые решена задача устойчивости сверхзвукового пограничного слоя с подводом тепла в его внутреннюю часть. Основные выводы исследований дозвукового пограничного слоя справедливы и для сверхзвукового пограничного слоя. В условиях подвода тепла в сверхзвуковой пограничный слой имеются две обобщенные точки перегиба — два экстремума произведения плотности на завихренность, K (рис. 1с). Одна из них соответствует минимуму K , другая — ее максимуму. Как и в дозвуковом пограничном слое, профиль скорости не зависит от числа Рейнольдса (рис. 1а) и незначительно варьируется в зависимости от тепловых условий (рис. 2а), что подтверждает возможность его получения на основе автомодельного приближения.

Расчеты устойчивости показывают, что область частот нарастающих возмущений и их степени нарастания существенно превышают соответствующие величины пограничного слоя для случая теплоизолированной пластины без подвода тепла (рис. 3). В рамках проведенных расчетов инкременты увеличились примерно в два раза, а частотный диапазон — в три раза. Важно также отметить, что при нагретой пластине ($T_w = 3,9$) теплоподвод в пограничный слой замедляет рост возмущений, то есть способствует стабилизации пограничного слоя, при этом инкременты уменьшаются почти в четыре раза.

При подводе тепла внутрь пограничного слоя степень усиления возмущений растет с увеличением числа Рейнольдса (рис. 6). Однако рост максимальной скорости усиления замедляется с увеличением числа Рейнольдса (рис. 4, 5). В области низких частот степень нарастания возмущений в дозвуковом пограничном слое ($M = 0$) ниже, чем в случае $M = 2$. Однако с увеличением Re их соотношение меняется на противоположное.

Положение кривых нейтральной устойчивости относительно двумерных возмущений для чисел при $M = 2$ незначительно изменяется в сравнении со случаем $M = 0$ (рис. 6). В частности, критическое число Рейнольдса при $M = 2$ приблизительно на 10 % меньше, чем в случае $M = 0$. Примерно в такой же пропорции снижается максимальная частота растущих возмущений при сверхзвуковом пограничном слое.

По мере увеличения частоты возмущений фазовая скорость растущих волн приближается к скорости во второй обобщенной точке перегиба (максимум K), рис. 7. В случае сверхзвукового обтекания пластины фазовая скорость растущей волны выше, чем при дозвуковых скоростях. С уменьшением частоты фазовая скорость уменьшается, оставаясь выше скорости в первой точке перегиба, соответствующей минимуму функции K . Таким образом, фазовая скорость растущих возмущений заключена в промежутке скоростей, соответствующих минимальному и максимальному произведению плотности и завихренности.

В силу того, что влияние возмущений источника тепла обратно пропорционально числу Рейнольдса, характер зависимости инкрементов от частоты слабо зависит от учета этих возмущений, и для качественных исследований можно ограничиться упрощенной схемой, не учитывающей возмущения источника тепла. В области низких частот трехмерные возмущения увеличиваются более интенсивно по сравнению с двумерными волнами (рис. 9), а в области высоких частот наблюдается обратное: более интенсивно растут двумерные волны.

При исследовании стационарных волн установлено, что угол наклона стационарной структуры к основному течению близок к нулю. Амплитуды волн убывают в продольном направлении. При подводе тепла внутрь пограничного слоя декремент уменьшается в сравнении со случаем пограничного слоя на теплоизолированной пластине без подвода тепла.

Список литературы

1. Fomin V.V., Tretyakov P., Taran, J.-P. Flow control using various plasma and aerodynamic approaches (short review) // *Aerospace Sci. and Technology*. 2004. Vol. 8, No. 5. P. 411–421.
2. Bletzinger P., Ganguly B., Van Wie D., Garscadden A. Plasmas in high speed aerodynamics // *J. Physics D: Applied Physics*. 2005. Vol. 38, No. 4. P. R33–R57.
3. Zheltovodov A.A., Pimonov E.A., Knight D.D. Energy deposition influence on supersonic flow over axisymmetric bodies // *AIAA Paper*. 2007. No. 2007–1230. 31 p.
4. Knight D.D. Survey of aerodynamic drag reduction at high speed by energy deposition // *J. of Propulsion and Power*. 2008. Vol. 24, No. 6. P. 1153–1167.
5. Левин В.А., Громов В.Г., Афонина Н.Е. Численное исследование влияния локального энергоподвода на аэродинамическое сопротивление и теплообмен сферического затупления в сверхзвуковом потоке воздуха // *Прикл. механика и технич. физика*. 2000. № 5. С. 171–179.
6. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Сверхзвуковое обтекание тела при подводе тепла перед ним // *Тр. МИАН СССР*. 1989. Т. 186. С. 197–202.
7. Георгиевский П.Ю., Левин В.А. Управление обтеканием различных тел с помощью локализованного подвода энергии в сверхзвуковой набегающий поток // *Изв. РАН. МЖГ*. 2003. № 5. P. 154–167.
8. Казаков А.В., Коган М.Н., Курычий А.П. Влияние на трение локального подвода тепла в турбулентный пограничный слой // *Изв. РАН. МЖГ*. 1997. № 1. С. 48–56.
9. Ларин О.Б., Левин В.А. Энергоподвод к газу в турбулентном сверхзвуковом пограничном слое // *Прикл. механика и технич. физика*. 2001. Т. 4, № 1. С. 98–101.
10. Лукашов В.В., Терехов В.В., Терехов В.И. Пристенные течения химически реагирующих веществ. Обзор современного состояния проблемы // *Физика горения и взрыва*. 2015. Т. 51, № 2. С. 23–36.
11. Гапонов С.А. Влияние подвода тепла в узкую полосу пограничного слоя на его устойчивость // *Прикл. механика и технич. физика*. 2020. № 5. С. 5–13.

12. **Volchkov E.P., Lukashov V.V., Terekhov V.V., Hanjalic K.** Characterization of the flame blow-off conditions in a laminar boundary layer with hydrogen injection // *Combustion and Flame*. 2013. Vol. 160. P. 1999–2008.
13. **Dorrance W.H.** *Viscous hypersonic flow*. N.Y.: McGraw-Hill Book Co. Inc., 1962. 334 p.
14. **Петров Г.В.** Реакция сверхзвукового пограничного слоя на акустическое воздействие // *Теплофизика и аэромеханика*. 2001. Т. 8, № 1. С. 77–86.
15. **Гапонов С.А., Юдин А.В.** Взаимодействие гидродинамических внешних возмущений с пограничным слоем // *Прикл. механика и технич. физика*. 2002. Т. 43, № 1. С. 100–107.
16. **Mask L.M.** *Boundary layer stability theory* // Document 900–277, Rev. A. Pasadena, California, JPL, 1969. 388 p.
17. **Гапонов С.А., Петров Г.В.** Устойчивость пограничного слоя неравновесно диссоциирующего газа. Новосибирск: Наука, 2013. 93 с.
18. **Бояршинов Б.Ф.** Влияние препятствия на структуру течения и массообмен в пограничном слое с горением этанола на горизонтальной поверхности // *Теплофизика и аэромеханика*. 2013. Т. 20, № 6. С. 713–722.

*Статья поступила в редакцию 19 февраля 2021 г.,
после доработки — 19 февраля 2021 г.,
принята к публикации 23 марта 2021 г.*