

11. Lysenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on the supersonic boundary layer stability // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 147.
12. Приданов В. Г., Харитонов А. М., Черных В. В. Влияние числа Маха и единичного числа Рейнольдса на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный // Аэрофизические исследования.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.

Поступила 27/VIII 1987 г.

УДК 532.526

## УСТОЙЧИВОСТЬ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. И. Лысенко

(Новосибирск)

В настоящее время считается общепризнанной прямая связь возникновения турбулентности с потерей устойчивости исходного ламинарного течения. Качественное влияние различных факторов на положение точки перехода ламинарной формы движения в турбулентную в целом предсказывается теорией устойчивости правильно. Это подтверждается результатами многочисленных исследований при дозвуковых и умеренных сверхзвуковых (при числах Маха  $M = 2-5$ ) скоростях потока. Однако при больших сверхзвуковых скоростях ( $M > 5$ ) экспериментальных работ по устойчивости пограничного слоя крайне мало, причем все они выполнены на конусах в одной и той же аэродинамической трубе АЕДС/В (центр им. Арнольда) (см., например, [1]).

1. В данной работе экспериментально и теоретически изучается устойчивость пограничного слоя при больших сверхзвуковых скоростях потока. Эксперименты проведены в азотной трубе Т-327А ИТПМ СО АН СССР при единичном числе Рейнольдса  $(Re_1)_\infty = (u/v)_\infty = (0,7-1) \cdot 10^6$  1/м, температуре торможения в форкамере  $T_0 = 1100-1260$  К и давлении  $p_0^\Phi = (11,6-13,2) \cdot 10^6$  Па. Чистота азота — 10 молекул кислорода на миллион молекул азота.

Рабочей моделью была полированная стальная плоская пластина длиной 330 и толщиной 8 мм, имеющая форму трапеции (ширина носика 62, а задней кромки 32 мм). Угол скоса передней кромки  $7^\circ$ , ее притупление  $b = 0,1$  мм. В процессе измерений температура поверхности модели в области определения характеристик устойчивости пограничного слоя проверялась медь-константановой термопарой. Температура поверхности модели изменялась крайне незначительно — на 2 %. Ее средняя величина  $T_{(w)} = 297$  К. За счет изменения температуры торможения температурный фактор варьировался в пределах  $T_w = T_{(w)}/T_{aw} = 0,28-0,32$  ( $T_{aw}$  — температура восстановления). Пластина устанавливалась в двух положениях — при  $\omega_0 = 0$  (в режиме пластины) и  $\omega_0 = 7^\circ$  (в режиме клина) ( $\omega_0$  — угол наклона пластины относительно невозмущенного потока). Устойчивость пограничного слоя определялась термоанемометром постоянного тока ТПТ-4. Для амплитудно-частотного анализа полученных сигналов использовались также усилители селективные У2-8, микровольтметр селективный В6-9, генератор сигналов ГЗ-112/1, ниточные термоанемометрические датчики с золоченой вольфрамовой нитью диаметром 6 мкм и длиной 1,5 мм. С помощью координатника датчик термоанемометра одновременно перемещался над поверхностью модели в двух направлениях — вдоль продольной и нормальной координат модели.

Пневмометрические измерения (для определения  $M$  на границе пограничного слоя и распределения скоростного напора и скорости поперек пограничного слоя) проводились тензометрическим датчиком полного давления с диаметром приемного отверстия 2 мм.

Для исследованного течения параметр вязкого взаимодействия (между пограничным слоем и внешним невязким течением)  $\bar{\chi} \approx M_\infty^3 / (Re_\infty)^{1/2} = 18 > 1$ , т. е. наблюдается сильное взаимодействие. Пограничный слой влияет на внешнее течение так же, как и утолщение тела (на величину толщины вытеснения пограничного слоя). Например, на плоской пластине пограничный слой индуцирует головную ударную волну. Полный угол

поворота потока  $\omega = \omega_0 + d\delta^*/dx$  ( $\omega_0$  — местный угол отклонения поверхности тела от направления невозмущенного потока,  $\Delta\omega = d\delta^*/dx$  — дополнительное отклонение потока, отвечающее толщине вытеснения пограничного слоя  $\delta^*$ ,  $x$  — продольная координата).

В проведенных экспериментах число Рейнольдса  $R = (Re_x)^{1/2} = ((u/v)_e x)^{1/2}$  варьировалось в диапазоне 480—600 ( $u$  — скорость течения,  $v = \mu/\rho$  — кинематическая вязкость,  $\rho$  — плотность, индекс  $e$  означает, что параметры взяты на границе пограничного слоя). При обтекании тела влияние затупления модели  $b$  существенно, когда  $x/\delta M_\infty^2 \ll 1$  или  $M_\infty^{3/2}/(Re_b)^{1/2} \ll \chi$ . В данных опытах эти величины соответственно  $0,32 \sim 1$  и  $10 \sim \chi$ , т. е. влияние затупления передней кромки на невязкое поле течения несущественно. У течений разреженного газа [2] есть свои особенности. В наших исследованиях число Кнудсена  $Kn = 0,034$  и  $0,041$ , т. е. имело место течение газа со скольжением. Скорость скольжения газа у стенки  $u_R = w_R/u_e$  от 0,07 до 0,1—0,15.

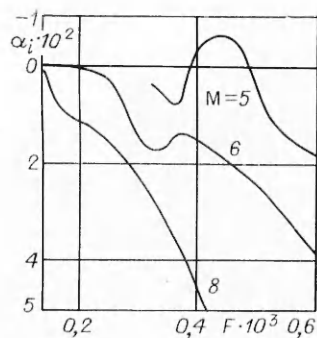
Измерения устойчивости пограничного слоя во всех экспериментах производились в слое  $u/u_e = 0,4$ , который близок к нижнему «критическому» слою с обобщенной точкой перегиба  $\left(\frac{d}{dy} \left(\frac{1}{T} \frac{du}{dy}\right)\right) = 0$ ,  $y$  — нормальная координата). На их основе определялись степени (скорости) нарастания возмущений  $-\alpha_i = \frac{1}{A_f} \frac{x}{\sqrt{Re_x}} \frac{dA_f}{dx}$  ( $A_f$  — амплитуда возмущения для каждой размерной частоты  $f$ ) в зависимости от безразмерной частоты  $F = 2\pi f/(Re_x u)$ . Погрешность определения безразмерной частоты  $\delta_F = \pm 1,8\%$ , а  $\delta_{\alpha_i} = \pm(15-22)\%$ . Последняя величина относительно большая из-за уменьшения отношения сигнала к шуму термоанемометра по сравнению с исследованиями при  $M = 2-4$ . В данной работе предполагалось, что сигнал в пограничном слое и шум термоанемометра не коррелируют между собой и сигнал в пограничном слое на каждой частоте можно найти как  $e_{\text{сигн}} = \sqrt{e_\Sigma^2 - e_{\text{шум}}^2}$ . Исследования проведены в диапазоне размерных частот  $f = 3-50$  кГц.

Предварительно перед экспериментами аналогичные зависимости  $\alpha_i = \alpha_i(F)$  для течений, подобных экспериментальным, рассчитаны теоретически. За основу взята программа [3] (более подробная методика дана в [4]) численных расчетов степеней нарастания возмущений в пограничном слое при теплообмене.

Рассмотрено течение сжимаемого теплопроводного газа в двумерном пограничном слое (систему уравнений см., например, в [5]). Расчеты проведены для азота и поверхности с заданной температурой стенки. Течение на пластине безградиентное, без учета скольжения газа у стенки. Для определения коэффициентов нарастания возмущений использовалась система уравнений устойчивости в приближении Дана — Линя [6] с граничными условиями: обращение на стенке в нуль возмущений продольной, нормальной скоростей и температуры и их затухание в бесконечности. Приняты: число Прандтля  $Pr = 0,72$ , постоянная адиабаты  $\gamma = 1,41$ , закон изменения вязкости от температуры по Саттерленду ( $\mu = cT^{3/2}/(T + T_s)$ ,  $c = \text{const}$ ,  $T_s = 104$  К).

Результаты интегрирования позволяли получить информацию о возмущениях в виде зависимости  $\alpha_i = \alpha_i(R, F, \chi)$  ( $F = \omega/R$ ,  $\omega$  — круговая частота,  $\chi$  — угол распространения возмущений, т. е. угол наклона волны по отношению к основному течению,  $R = (u_e x/v_e)^{1/2}$  — число Рейнольдса).

Для  $M > 4$  и  $T_w \approx 0,3$  [7, 8] неустойчивость течения может быть вызвана практически только второй (высокочастотной) модой возмущений (течение уже устойчиво по отношению к возмущениям первой моды, которые аналогичны волнам Толлмина — Шлихтинга в несжимаемой жидкости). Колебания второй моды возмущений (собственные акустические возмущения) — разновидность акустического резонанса в течении со



Р и с. 1

сдвигом [9, 10]. В [7] выяснено, что наклонные возмущения этого типа ( $\chi \neq 0$ ) более устойчивы по сравнению с двумерными возмущениями ( $\chi = 0$ ). Поэтому характеристики устойчивости рассчитаны для  $\chi = 0$ .

2. На рис. 1 показаны результаты расчета влияния числа Маха в диапазоне  $M = 5-8$  на степени нарастания возмущений ( $R = 580$ ,  $T_w = 0,26$ ,  $T_0 = 1300$  К). Видно сильное стабилизирующее влияние  $M$ . При этом частоты, соответствующие менее всего устойчивым колебаниям, уменьшаются.

На рис. 2 приведены аналогичные, но уже экспериментальные данные ( $T_w = 0,30-0,28$ ,  $T_0 = 1170-1260$  К,  $R = 481-558$ ), здесь также видно стабилизирующее влияние  $M$  (кривая 2 лежит ниже 1). Качественное изменение кривых  $\alpha_i(F)$  на рис. 1, 2 при разных значениях  $M$  одинаковое.

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости степеней нарастания возмущений от частоты для  $T_w = 0,32$  ( $T_0 = 1100$  К,  $R = 600$  — кривая 1) и  $0,28$  ( $T_0 = 1260$  К,  $R = 558$  — кривая 2). Заметно дестабилизирующее влияние охлаждения на вторую моду, что отвечает результатам теоретических [7, 8] и экспериментальных [3, 11] исследований.

При сравнении рис. 1 и 2, а также 3 и соответствующих расчетных зависимостей видно, что качественное изменение степеней нарастания возмущений при варьировании  $M$  и температурного фактора одинаково и для расчетных, и для экспериментальных данных.

Таким образом, результаты экспериментов, качественно подтверждая результаты теории для второй моды возмущений, показывают, что на устойчивость высокоскоростного пограничного слоя рост  $M$  влияет стабилизирующим образом, а охлаждение — дестабилизирующим; при этом для  $R \leq 600$  течение на гладкой плоской пластине и клине устойчиво, а пограничный слой ламинарный.

Автор благодарен К. В. Валяеву и В. Я. Киселеву за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Stetson K. F., Thompson E. R., Donaldson J. C., Siler L. G. Laminar boundary layer stability experiments on a cone at Mach 8. Pt 1: Sharp cone. — N. Y., July 1983. — (Paper/AIAA; N 83—1761). Pt 2: Blunt cone. — N. Y., January 1984. — (Paper/AIAA; N 84—0006). Pt 3: Sharp cone at angle of attack. — N. Y., January 1985. — (Paper/AIAA; N 85—0492). Pt 4: On unit Reynolds number and environmental effects. — N. Y., May 1986. — (Paper/AIAA; N 86—1087).
2. Абрамович Г. И. Прикладная газовая динамика. — М.: Наука, 1969.
3. Лысенко В. И., Маслов А. А. Влияние охлаждения на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя. — Новосибирск, 1981. — (Препринт/ИТПМ СО АН СССР: № 31).
4. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. — Новосибирск: Наука, 1980.

5. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа.— М.: Мир, 1966.
6. Линь Ц. Ц. Теория гидродинамической устойчивости.— М.: ИИ, 1958.
7. Mack L. M. Boundary layer stability theory.— Pasadena, California: JPL, 1969.— (Document 900—277, Rev. A).
8. Лысенко В. И. О роли первой и второй мод возмущений в процессе перехода сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ.— 1985.— № 6.
9. Mack L. M. The inviscid stability of the compressible laminar boundary layer // Space Programs Summary 37—36.— Pasadena, California: JPL, 1964.— V. 4.
10. Gill A. A. Instabilities of «top-hat» jets and wakes in compressible fluids // Phys. Fluids.— 1965.— V. 8, N 8.
11. Lysenko V. I., Maslov A. A. The effect of cooling on the supersonic boundary layer stability // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 147, Oct.

Поступила 12/III 1987 г.

УДК 532,526

## О НЕСТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПУЛЬСИРУЮЩЕМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

С. Н. Тимошин

(Москва)

Рассматриваются предельные свойства задачи Коши для интегродифференциального уравнения в частных производных, описывающего нестационарное взаимодействие в пульсирующем пограничном слое при больших числах Рейнольдса  $Re$  [1]. Показано, что если минимальная за период величина напряжения поверхностного трения перед областью взаимодействия отрицательна и по порядку величины больше, чем  $Re^{-1/8}$ , то в спектре возмущенного решения выделяется диапазон волновых чисел, для которых в ограниченном интервале времени происходит возбуждение соответствующих гармоник. Обсуждается физический механизм возбуждения как проявление мгновенной неустойчивости течения. Приведена классификация предельных форм течения в случае, когда минимум невозмущенного трения положителен и много больше, чем  $Re^{-1/8}$ .

**1. Введение.** В [1] изучалось течение со взаимодействием в пульсирующем пограничном слое в несжимаемой жидкости около плоской пластины с малой локальной деформацией поверхности. Асимптотическая теория течения при большом  $Re$  строилась в предположении, что поток вне пограничного слоя не меняет своего направления на всем периоде времени, а минимум невозмущенного напряжения трения на пластине перед областью взаимодействия по порядку величины равен  $O(Re^{-1/8})$ . Оказалось, что для построения равномерно пригодного по времени решения требуется исследование, по меньшей мере, трех характерных режимов взаимодействия. Наиболее интересным представляется нестационарное взаимодействие, которое реализуется в интервале времени длительностью  $O(Re^{-1/16})$ , когда невозмущенное трение на пластине близко к минимуму. Течение в этом интервале описывается сформулированной в [1] задачей Коши для нелинейного интегродифференциального уравнения в частных производных:

$$(1.1) \quad \frac{\partial B(X, T)}{\partial T} = -\gamma \frac{\partial}{\partial X} \int_{-\infty}^X \left\{ [B(\xi, T) + f(\xi)] [T^2 + \sigma + H_0 (B(\xi, T) + f(\xi))] - \frac{1}{\gamma_0 2^{5/4}} \int_{\xi}^{+\infty} \frac{\partial^2 R(s, T)}{\partial s^2} \frac{ds}{(s - \xi)^{1/2}} \right\} \frac{d\xi}{(X - \xi)^{3/4}}$$

$$B(X, -\infty) = -f(X), \quad B(-\infty, T) = f(-\infty) = 0.$$

Здесь  $T$  — приведенное время;  $X$  — продольная координата;  $\gamma$  и  $\gamma_0$  — фиксированные положительные постоянные;  $H_0$  — эффективная амплитуда деформации пластины; функция  $f(X)$  определяет форму деформации. Искомая функция  $B(X, T)$  представляет собой одновременно возмущение продольной составляющей скорости и напряжения поверхностного трения, а также взятую с обратным знаком толщину вытеснения пристеноч-