

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРИТУПЛЕНИЯ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ НА РАЗВИТИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ВОЛН В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

*А. Д. Косинов, А. А. Маслов, С. Г. Шевельков*

(Новосибирск)

Притупление передней кромки модели влияет на положение перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Эксперименты показывают, что увеличение притупления затягивает переход и может вызвать реверс перехода. Обзор работ по этой проблеме можно найти, например, в [1]. В последнее время предприняты попытки теоретического исследования устойчивости сверхзвукового пограничного слоя на затупленных телах [2].

Из линейной теории устойчивости [1] известно, что в сверхзвуковом пограничном слое усиливаются собственные волны (типа волн Толлмина — Шлихтинга). В [3] впервые экспериментально обнаружены самовозбуждающиеся пульсации в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине, а также оценены (с помощью искусственных возмущений) фазовые скорости их распространения. Величины экспериментально определенных фазовых скоростей при сравнении оказались близки теоретическим. Однако подобное сравнение не вполне обосновано, потому что экспериментально определенную в [3] фазовую скорость нельзя отнести к какой-либо плоской волне [4]. Эта фазовая скорость представляла собой некоторую «среднюю» величину по всем волновым числам.

Экспериментально поведение естественных возмущений в пограничном слое затупленной плоской пластины изучалось в [5, 6], но при исследовании естественных возмущений пока невозможно разделение пульсаций на плоские волны, и такие результаты можно рассматривать как качественные. В [4, 7] разработан метод локального контролируемого воздействия на пограничный слой, позволяющий детально изучать волновые процессы. В [4] метод применен на модели острой (толщина передней кромки  $b < 0,01$  мм) пластины. Опыт показал, что на слегка притупленной пластине исследования проводить надежнее [8]. Полученные в [8] коэффициенты нарастания  $\alpha_i$  и фазовые скорости волн вдоль потока  $c_x$  хорошо согласуются с расчетными по линейной теории устойчивости для волн Толлмина — Шлихтинга. В [8] сделана наиболее полная оценка спектра плоских волн в пограничном слое, порожденных источником. Показано, что для волн с небольшими углами наклона фронта к потоку  $\chi$  (от 0 до  $5-10^\circ$ ) в пространственных спектрах имеются звуковые волны одного порядка по амплитуде с вихревыми. Однако уже для  $\chi > 35^\circ$  звуковыми волнами можно пренебречь по сравнению с собственными волнами пограничного слоя. Наличие звуковых волн в пограничном слое приводит к звучанию не только турбулентного, но и развитого ламинарного пограничного слоя [9].

Несмотря на особую актуальность исследования устойчивости течений в пограничном слое затупленных тел при больших скоростях (сверхзвуковых и особенно гиперзвуковых) [2], теоретическое изучение проблемы выполнено спустя тридцать лет после решения соответствующей задачи для идеально острых тел. Это связано с трудностью оценки влияния фактора затупления на физические процессы и недостатком экспериментальных фактов.

В данной работе экспериментально исследовано влияние притупления передней кромки плоской пластины на развитие волн в сверхзвуковом пограничном слое.

1. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТМ СО АН СССР Т-325 [10] с размерами рабочей части  $200 \times 200$  мм при числе Маха  $M = 2,0$  и единичном числе Рейнольдса  $Re_1 = 6,5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ .

В качестве модели использовалась плоская стальная пластина со скошенной по ширине под углом  $14^\circ 30'$  передней кромкой. Длина пластины 450, ширина 200, толщина 10 мм. Модель крепились горизонтально в центральной плоскости рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки. Источник возмущений располагался внутри модели. Его основная часть — винт-электрод в керамической трубке, установленный перпендикулярно плоскости модели. В пограничный слой возмущения проникали через отверстие в поверхности пластины. Диаметр отверстия 0,5 мм. Координаты источника:  $x = 17$  мм,  $z = 0$  ( $x$  — продольная координата, отсчитываемая от передней кромки модели, а  $z$  — трансверсальная).

Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного тока ТПТ-3. Использовались датчики с нитью из вольфрама диамет-

ром 6 мкм и длиной около 1,3 мм. Датчик перемещался по трем координатам:  $x$ ,  $y$ ,  $z$  ( $y$  — нормальная к плоскости пластины координата). Точность измерения координат по осям  $x$  и  $z$  0,1 мм. Шаг измерений по  $x$  5 мм, по  $z$  от 0,2 до 0,5 мм. При движении датчика по координатам  $x$  и  $z$  напряжение в диагонали моста термоанемометра поддерживалось постоянным (это достигалось перемещением датчика по координате  $y$ ), что приблизительно соответствует измерениям по линии равной скорости при  $y/\delta = \text{const}$  ( $\delta$  — толщина пограничного слоя).

В качестве частотного фильтра использовался селективный усилитель У2-8. Амплитуда пульсаций в узкой полосе регистрировалась среднеквадратичным вольтметром, встроенным в У2-8. Для определения фазы исследуемого сигнала относительно источника возмущений применяли двухлучевой осциллограф С1-17, синхронизированный от горящего разряда.

Обработка результатов измерений состояла из оценки амплитудно-фазовых спектров Фурье по  $\beta$  (волновому числу в  $z$ -направлении). Распределения амплитуды по координате  $z$  принимали нулевые значения на концах интервалов, что позволяло при интегрировании переходить к конечным пределам. Оценка амплитудных спектров по  $\alpha_r$  (волновому числу по продольной координате) производилась аналогично [8].

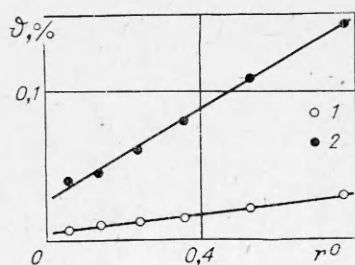
Угол наклона фронта волны к потоку определяли по формуле  $\chi = \pm \arctg(\beta/\alpha_r)$ , а фазовую скорость возмущений в направлении  $x$  — по  $c_x = 2\pi f/\alpha_r U$ , где  $f$  — частота возмущений;  $U$  — скорость набегающего потока.

Для волны Толлмина—Шлихтинга проводилась оценка коэффициентов пространственного роста [3]

$$-\alpha_i(\text{Re}, \beta) = 0,5\delta \ln[\langle m \rangle(\text{Re}, \beta)]/\partial \text{Re},$$

где  $\text{Re} = (\text{Re}_1 x)^{1/2}$  и  $\langle m \rangle(\text{Re}, \beta)$  — амплитудные спектры пульсаций массового расхода. Применялся метод наименьших квадратов. Аппроксимация осуществлялась полиномом второй степени. Более подробно использованная методика описана в [8].

2. Исследование влияния радиуса притупления передней кромки пластины на волновые характеристики трехмерных возмущений проводилось на частоте 20 кГц, что соответствует безразмерному частотному параметру  $F = 0,375 \cdot 10^{-4}$ , где  $F = 2\pi f/\text{Re}_1 U$ . Датчик термоанемометра чувствителен к пульсациям массового расхода  $\langle m \rangle$  и температуры торможения  $\langle T_0 \rangle$ . Разделение этих пульсаций возможно, если выполнить измерения при нескольких значениях температуры нити датчика  $T_w$  [11, 12]. Используемая в работе термоанемометрическая аппаратура позволяла это сделать. На рис. 1 приведены результаты обработки диаграмм пульсаций, полученных в пограничном слое для естественных и вынужденных (точки 1, 2) возмущений в районе максимума пульсаций при  $f = 20$  кГц и  $x = 65$  мм ( $\text{Re} = 650$ ) на модели пластины с  $b = 0,07$  мм. Здесь  $r^0 = Q/G$ ,  $Q$  — чувствительность датчика к пульсациям массового расхода, а  $G$  — чувствительность к пульсациям температуры торможения. По оси ординат отложены значения суммарных пульсаций  $\vartheta = \langle e \rangle/G$ , где  $\langle e \rangle$  — среднеквадратичная величина выходного сигнала термоанемометра. Данные хорошо аппроксимируются прямыми линиями,



Р и с. 1

и, согласно [12], уравнение диаграмм пульсаций можно записать в виде  $\vartheta = \langle m \rangle r^0 + \langle T_0 \rangle$ . Тогда величина пульсаций массового расхода определится как  $\langle m \rangle = |\partial \vartheta / \partial r^0|$ , пульсаций температуры торможения — как  $\langle T_0 \rangle = \vartheta(0)$ . Из приведенных результатов для естественных пульсаций  $\langle m \rangle = 0,031 \%$ ,  $\langle T_0 \rangle = 0,004 \%$ , для вынужденных возмущений  $\langle m \rangle = 0,152 \%$ ,  $\langle T_0 \rangle = 0,26 \%$ .

Измерения характеристик устойчивости проводились при перегреве  $a_w \geq 0,6$  или (с учетом конкретных условий работы уста-

новки, т. е.  $Re_1$  и  $M$ ) при  $Q \geq G$ , тогда для естественных возмущений доля пульсаций массового расхода в сигнале термоанемометра  $> 90\%$ , для вынужденных  $> 85\%$ .

3. После включения электрического разряда происходило возбуждение пограничного слоя. При этом вниз по потоку от источника в пограничном слое развивался пространственный волновой пакет возмущений, превышающих естественные возмущения в 5—8 раз. Относительно плоскости  $z = 0$ , проходящей через центр источника, для всех измерений пакет практически симметричен. С увеличением  $Re$  волновой пакет расплывался для всех притуплений передней кромки пластины. Граница расплывания пакета имела волнистый характер, особенно сильно выраженный при  $b = 0,21$  и  $0,35$  мм, а ширина пакета различна для всех  $b$ . В исследованном диапазоне координат ( $50 \text{ мм} \leq x \leq 80 \text{ мм}$ ) угол расплывания волнового пакета  $\theta$  близок к  $12^\circ$  и не зависел от  $b$ . Теоретические оценки  $\theta$  для пластины с острой передней кромкой, проведенные автором [13], дают  $13,6^\circ$ .

Так как увеличение  $b$  приводит к заметным изменениям среднего течения около модели, при выборе слоя измерений ( $y/\delta = \text{const}$ ) возникали некоторые особенности. Для измерений находился максимум амплитуды пульсаций по  $y$ . При  $b \leq 0,15$  мм в пограничном слое ( $Re = 650$ ) имелся один максимум пульсаций, для  $b = 0,21$  и  $0,35$  мм — два сравнимых по величине максимума. Выбор производился в пользу внутреннего максимума из-за большей его чувствительности (в 2—3 раза по сравнению с внешним) к искусственным возмущениям. Природа внешнего максимума и его роль в данной работе не исследовались.

Амплитудные и фазовые спектры возмущений, полученные после фурье-преобразования данных амплитуды и фазы сигнала по координатам  $x$  и  $z$ , в целом аналогичны приведенным в [4, 8]. Для  $\beta \sim 1$  рад/мм в амплитудных спектрах по  $\beta$  наблюдался максимум, который при увеличении  $Re$  смещался в сторону меньших  $\beta$ . Проведенные оценки амплитудных спектров по  $\alpha_r$  при  $b = 0,01; 0,07; 0,15; 0,21; 0,35$  мм показали, что для  $\beta \geq 0,3\text{—}0,4$  рад/мм спектры в основном несут информацию о волне с одним  $\alpha_r$ . Для  $\beta$  от 0 до  $0,1$  рад/мм в спектрах имелись также пики с разными  $\alpha_r$ , уже сравнимые по амплитуде друг с другом. Этот результат аналогичен [8].

На рис. 2 представлены значения фазовой скорости, соответствующие наибольшему пику в спектрах по  $\alpha_r$  в зависимости от  $b$ , определенных при  $Re = 650$  (точки 1—3 относятся к волнам с  $\chi = 70, 57, 41^\circ$ ). Видно, что с увеличением  $b$  фазовая скорость уменьшается слабо. В диапазоне  $\chi$  от  $35$  до  $75^\circ$  поведение  $c_x$  аналогично. Величина  $c_x$  хорошо совпадает с теоретической для волн Толлмина—Шлихтинга [4, 8]. Это дает основание сопоставить результаты по развитию плоских волн с одним  $\chi$  для различных  $b$ .

На рис. 3 показаны кривые нарастания возмущений (пульсаций массового расхода) для  $\chi = 65^\circ$  при  $b = 0,01; 0,07; 0,15; 0,21; 0,35$  мм (точки 1—5). Результаты нормированы на значение в первой измеренной точке. Наибольший рост амплитуды с увеличением  $Re$  соответствует  $b = 0,01$  мм.

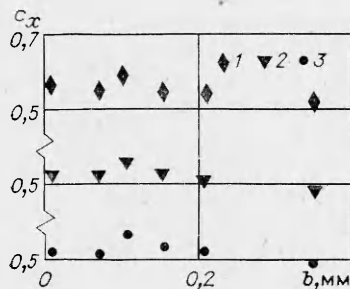


Рис. 2

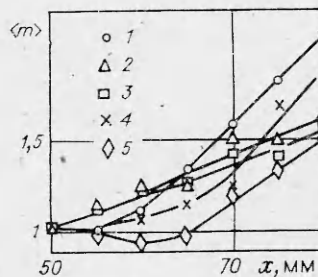
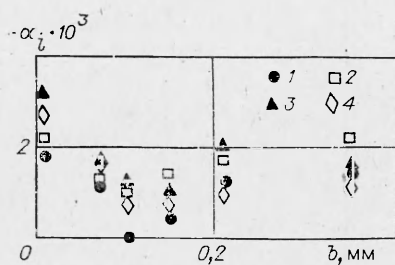
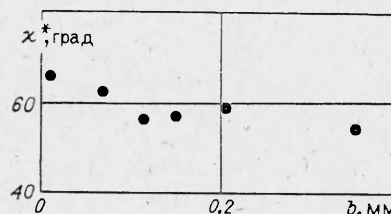


Рис. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

Для сравнения с расчетами удобнее рассматривать скорости роста плоских волн. На рис. 4 приведены  $\alpha_i$  (волны Толлмина — Шлихтинга) в зависимости от  $b$ , где 1—4 — возмущения с  $\chi = 41, 51, 65, 70^\circ$  ( $Re = 650$ ). Наблюдается немонотонный характер изменения значений  $\alpha_i$  от  $b$  с минимумом для  $b$  от 0,1 до 0,15. Для  $\chi = 70^\circ$  этот минимум выражен меньше. Подобный реверс значений  $\alpha_i$  может приводить в конечном итоге к реверсу перехода, что наблюдалось в некоторых работах. Следуя [2], причину «реверса» можно объяснить дополнительным влиянием энтропийного слоя на пограничный слой при увеличении затупления передней кромки модели, но этот вопрос требует специального исследования.

На рис. 5 показано изменение угла максимально неустойчивых возмущений  $\chi^*$  от  $b$ . Значение  $\chi^*$  уменьшается при увеличении затупления передней кромки, причем наиболее сильное влияние затупления наблюдается для  $b \leq 0,1$  мм.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Khan M. M. S., Reshotko E. Stability of the laminar boundary layer on a blunted plate in supersonic flow. — S. l., 1980. — (FTAS/TR — 79—142).
3. Laufer J., Vrebalovich T. Stability and transition of a laminar boundary layer on an insulated flat plate // J. Fluid Mech. — 1960. — V. 9, pt 2.
4. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1984. — № 5.
5. Kendall J. M. Supersonic boundary layer transition studies // JPL Space Programs Summary 37—62. — 1970. — V. 3.
6. Лебига В. А., Маслов А. А., Приданов В. Г. Экспериментальное исследование устойчивости сверхзвукового пограничного слоя плоской пластины с притуплением передней кромки // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1977. — № 4.
7. Гилев В. М., Качанов Ю. С., Козлов В. В. Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1983. — Вып. 3.
8. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Развитие пространственных волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое. — Новосибирск, 1985. — (Препринт/ИТПМ СО АН СССР; № 17—85).
9. Косинов А. Д., Маслов А. А., Семенов Н. В. Методы введения искусственных возмущений в сверхзвуковой поток. — Новосибирск, 1983. — (Ирепринт/ИТПМ СО АН СССР; № 34—83).
10. Багаев Г. П., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности // Аэрофизические исследования. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
11. Kovasznay L. S. G. Turbulence in supersonic flow // JAS. — 1953. — V. 20, N 10.
12. Лебига В. А. Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений // Методика и техника аэрофизических исследований. — Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.
13. Тумин А. М. Численный анализ характеристик пакета волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое на плоской пластине // Учен. зап. ЦАГИ. — 1984. — Т. XV, № 2.

Поступила 31/I 1986 г.