

О РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Проблема возникновения турбулентности в сверхзвуковых течениях стимулировала работы по устойчивости сжимаемых пограничных слоев. Первые теоретические исследования этой проблемы проведены Лизом, Линем, Даном (см. [1]). Экспериментальная проверка теории предпринималась в [2, 3], но эксперименты осуществлялись с естественными возмущениями, волновой спектр которых не контролировался. Поэтому, хотя в [3] и удалось обнаружить нарастающие в пространстве возмущения, сопоставление с результатами теории носило качественный характер. Что касается работы [2], то она оказалась, по существу, безуспешной. Более надежными были эксперименты [4], где удалось подтвердить теорию по двумерным возмущениям второй моды и трехмерным (наклонным) волнам для чисел Маха $M = 4,5$ и Рейнольдса $Re = \sqrt{U_\infty} x/v_\infty = 1550$. Причины неудач в изучении двумерных возмущений первой моды остались невыясненными.

Экспериментальные исследования устойчивости сверхзвукового пограничного слоя проводились в Институте теоретической и прикладной механики СО АН СССР [5]. В них получены надежные данные с использованием искусственных контролируемых возмущений. Они в целом подтвердили основные положения теории устойчивости сжимаемых течений как плоскопараллельных [1], так и слабонепараллельных [6]. В [7] установлено, что на заданной частоте в спектре по волновым числам имеется ряд максимумов. Главный из них соответствует результатам линейной теории. Наличие остальных не нашло объяснения в рамках существующей теории. В последних экспериментах [8] наблюдалось проникновение возмущений вверх по потоку, не изученное теоретически. Кроме того, степени усиления волн, фронты которых распространяются под углом $\chi < 45^\circ$ к основному потоку, отличаются от предсказанных теорией плоскопараллельных течений. Поэтому в настоящей работе продолжены теоретические исследования по развитию возмущений в сверхзвуковом пограничном слое с учетом новых экспериментальных данных.

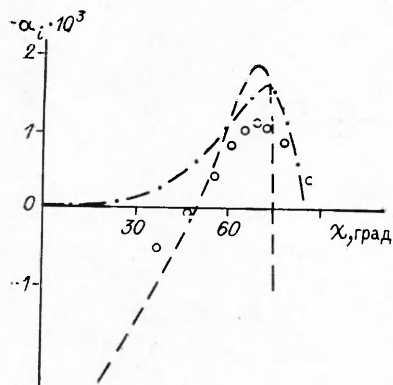
1. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине изучалась как в приближении параллельного течения, так и с учетом непараллельности. В первом случае использовались укороченные уравнения Дана — Линя (см. [9]), во втором — теория [10]. В расчетах полагались: $M = 4,0$, $Re = \sqrt{U_\infty} x/v_\infty = 600$, число Прандтля $Pr = 0,72$, показатель адиабаты $\gamma = 1,4$. Связь вязкости и температуры описывалась законом Сатерленда. Здесь U_∞ , v_∞ — скорость и вязкость на внешней границе пограничного слоя.

Возмущения от безразмерных координат и времени принимались в виде

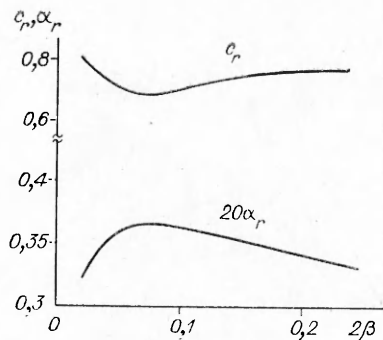
$$Q_k(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t}) = A(\varepsilon \bar{x}) q_k(\varepsilon \bar{x}, \bar{y}) \exp \left[i \left(\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \alpha^0(\xi) d\xi + \beta \bar{z} - \omega \bar{t} \right) \right],$$

где q_k — собственная функция теории устойчивости локально-параллельных течений, параметрически зависящая от \bar{x} ; ε — малый параметр, характеризующий непараллельность течения; α^0 , β — волновые числа (в общем случае комплексные); ω — круговая частота. Пространственные координаты обезразмеривались по $\delta = \sqrt{xv_\infty/U_\infty}$, а время — по $\tau = \delta/U_\infty$. Результаты устойчивости сверхзвукового пограничного слоя приводятся для колебания массового расхода, степень усиления которого определяется из соотношения $\alpha_r + i\alpha_i = (\delta/im)(\partial m/\partial x)$. Для плоскопараллельного течения комплексное значение волнового числа α не зависит от \bar{y} , в то время как для непараллельного течения такая зависимость имеется. Представленные ниже результаты по $-\alpha_i$ найдены для максимума амплитуды массового расхода внутри пограничного слоя.

На рис. 1 показано изменение степени усиления $-\alpha_i$ от угла наклона волнового вектора к направлению основного течения, определяемого как $\chi = \arctg(\beta_r/\alpha_r)$. При этом $-\alpha_i$ зависит от связи, налагаемой на α и β .



Р и с. 1



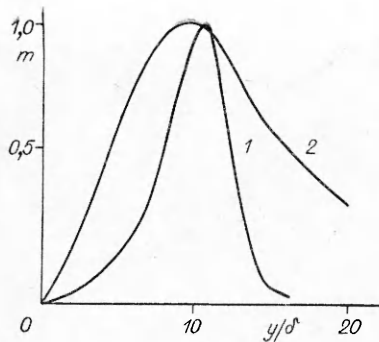
Р и с. 2

В расчетах использовался принцип, заложенный при обработке экспериментальных данных, заключающийся в том, что β — реальная величина. На рис. 1 штриховая кривая отвечает экспериментальным данным [8], штрихпунктирная — теоретическим, полученным в приближении параллельного течения, кружки — результаты теории слабонепараллельного течения для $M = 4$, $Re = 600$, $\omega = 2\pi f v_\infty / U_\infty^2 = 0,213 \cdot 10^{-4}$. Видно, что влияние непараллельности на степень усиления при принятом Re сильное и более заметное, чем установленное в [10, 11] для $Re = 1550$ ($M = 4,5$) и 780 ($M = 4,0$) соответственно. Тем самым еще раз подтвержден общий вывод теории об усилении влияния непараллельности течения с уменьшением Re . Сопоставление данных (рис. 1) показывает, что для $\chi < 70^\circ$ теоретические значения пространственной степени усиления согласуются с экспериментальными. Наибольшее несоответствие наблюдается в области больших χ . А именно: в экспериментах уже при $\chi = 80^\circ$ возмущения затухают в x -направлении ($-\alpha_i < 0$). Из специально проведенных расчетов при $\chi > 80^\circ$ видно, что степень усиления остается положительной с ростом χ .

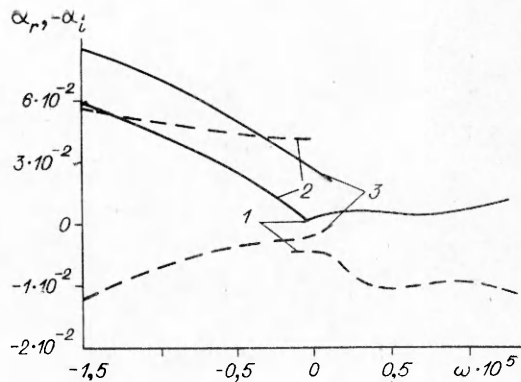
Ввиду того что волновое число α_r слабо зависит от β (рис. 2), увеличение угла наклона фронта волны связано с ростом β . Поэтому длина волны, определяемая как $2\pi / \sqrt{\alpha_r^2 + \beta^2}$, например, при $\chi = 84^\circ$ примерно в 10 раз короче длины волны с $\chi = 0$. В условиях обсуждаемого эксперимента размерное значение длины волны с $\chi = 84^\circ$ примерно равно 3 мм, а с $\chi = 80^\circ$ около 5 мм.

Несоответствие теоретических и экспериментальных данных в области больших χ может быть следствием ряда причин. При больших β длина волны становится сравнимой по величине с размерами датчика и точность получаемых в эксперименте результатов падает. В экспериментах начальный спектр возмущения содержит малую долю колебаний с большими β . На их развитии могли сказаться эффекты нелинейного взаимодействия возмущений большей амплитуды с меньшими β .

Наконец, непараллельность влияет не только на степень нарастания изолированной волны с фиксированным β , но и приводит к взаимодействию волн с разными α . В частности, в приближении параллельного течения обнаружены два типа волн с одинаковыми β . На рис. 1 представлены результаты исследований только для первого типа. Второй тип колебаний отвечает затухающим в x -направлении возмущениям. В качестве примера рассмотрим два типа колебаний с $2\beta_{1,2} = 0,347$. Из теории параллельных течений получено, что $2\alpha_1 = 0,032 - i 0,7 \cdot 10^{-4}$, $2\alpha_2 = 0,033 + i 0,036$. Распределение амплитуды массового расхода по пограничному слою для этих типов колебаний представлено на рис. 3. Обращает внимание тот факт, что реальные значения α_1 и α_2 близки между собой, хотя соответствующие им собственные функции отличаются. Учет непараллельности показал, что степени усиления или затухания



Р и с. 3



Р и с. 4

максимума возмущения массового расхода составляли $-\alpha_{i1} = 0,45 \cdot 10^{-3}$ и $\alpha_{i2} = -0,021$. Отсюда видно, что влияние непараллельности при больших β (особенно для второго типа возмущений) сильное и результаты без учета взаимодействия двух типов волн становятся ненадежными. Таким образом, вопрос о развитии возмущений с большими β остается открытым. Это важно отметить в связи с обнаруженным в [8] нарастанием таких возмущений, хотя и не проанализированных из-за малости амплитуд.

На рис. 2 приведены зависимости волнового числа α_r и «фазовой скорости» c_r , соответствующих x -направлению, для максимума массового расхода от волнового числа в z -направлении β .

2. В [7] отмечалось, что в спектре по продольному волновому числу α_r при фиксированной частоте ω наблюдаются пики. Это обстоятельство говорит о том, что возмущение по времени и координате \bar{x} имеет вид $\varphi(\bar{x}, \bar{t}) = A \exp [i(\alpha_r \bar{x} - \omega \bar{t})] \Pi(\bar{x})$, где $\Pi(\bar{x})$ — периодическая функция с периодом $2\pi/\alpha_0$. В этом случае спектральное представление дискретно с волновыми числами $\alpha = \alpha_r \pm k\alpha_0$. Такой спектр может иметь место при нелинейном взаимодействии нестационарного возмущения $\exp [i(\alpha_r \bar{x} - \omega \bar{t})]$, каким являются волны Толлмина — Шлихтинга, со стационарными волнами $\exp (i\alpha_0 \bar{x})$. Если следовать теории слабонелинейного взаимодействия, то форма стационарного возмущения $\varphi_0(\bar{y}) \exp (i\alpha_0 \bar{x})$ в первом приближении описывается линейными уравнениями устойчивости. Нелинейное взаимодействие приводит к слабому изменению α_0 и скорости нарастания амплитуды. Исследование при дозвуковых скоростях показывает, что затухающие в линейном приближении возмущения могут нарастать за счет нелинейного взаимодействия волн. Наконец, в [8] обнаружены нестационарные возмущения, проникающие вверх по потоку.

Поэтому, кроме возмущений, рассмотренных в п. 1, изучались дополнительные моды колебаний. На рис. 4 приведены зависимости реальных и мнимых частей волнового числа α от частотного параметра при $\beta = 0$, $Re = 670$, соответствующие трем модам возмущений (α_r — сплошные кривые, $-\alpha_i$ — штриховые). Во внешней части пограничного слоя линии постоянных фаз для мод 1 и 3 в плоскости (x, y) отвечают падающим на пограничный слой волнам, а для моды 2 — излучающим. Классификация падающих и излучающих волн дана в [9]. Таким образом, в задаче устойчивости параллельных течений моды 1 и 3 должны быть исключены из рассмотрения. Но их надо учитывать при исследовании развития возмущений в непараллельном потоке, при нелинейном взаимодействии, вблизи локализованного источника. Мода 2 соответствует возмущениям, распространяющимся вверх по потоку с сильным затуханием. Интересно отметить, что безразмерная степень ее затухания вверх по потоку слабо зависит от частотного параметра. Дополнительные расчеты показали, что при $\omega = 0,215 \cdot 10^{-4}$ уменьшение Re от 670 до 200 приводило к увеличению

— α_i только на 25 %. Однако размерная ее величина существенно росла, так как толщина пограничного слоя при этом уменьшалась приблизительно в 2,5 раза. При этом безразмерная реальная часть волнового числа (абсолютное значение) уменьшалась примерно в 2,5 раза, а ее размерное значение оставалось постоянным.

Из результатов, представленных на рис. 4, видно, что в пограничном слое могут быть стационарные волны, соответствующие модам 1 и 3. Что касается моды 2, то она при $\omega \rightarrow 0$ становится редакционно затухающей вверх по потоку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Липь Ц. П. Теория гидродинамической устойчивости.— М.: ИЛ, 1958.
2. Demetriades A. An experiment on the stability of hypersonic laminar boundary layers // J. Fluid Mech.— 1960.— V. 7, pt 3.
3. Laufer J., Vrebalovich T. Stability and transition of a supersonic laminar boundary layer on an insulated flat plate // J. Fluid Mech.— 1960.— V. 9, pt 2.
4. Kendall J. M. Supersonic boundary-layer stability experiments // Proc. of boundary layer transition study group meeting.— S. l., s. a.— (Air force rept; N BSD—TR—67—213).
5. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1984.— № 5.
6. Гапонов С. А. Влияние непараллельности течения на развитие возмущений в сверхзвуковом пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 2.
7. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование волновой структуры сверхзвукового пограничного слоя // ПМТФ.— 1986.— № 5.
8. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Экспериментальное исследование развития возмущений в пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M = 4,0$ // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1990.— № 6.
9. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках.— Новосибирск: Наука, 1980.
10. Гапонов С. А. Развитие трехмерных возмущений в слабонепараллельном сверхзвуковом потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1982.— № 3, вып. 1.
11. Гапонов С. А., Лысенко В. И. Развитие возмущений вблизи поверхности, обтекаемой сверхзвуковым потоком // ПМТФ.— 1988.— № 6.

г. Новосибирск

Поступила 2/VII 1990 г.

УДК 534.13:533.6.011.5

В. И. Запругаев, С. Г. Миронов

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ПУЛЬСАЦИЙ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ПЕРЕД ЦИЛИНДРОМ С ОСТРОЙ ИГЛОЙ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ

Применение иглы перед тупым телом для уменьшения аэродинамического сопротивления ограничено неблагоприятным влиянием интенсивных пульсаций течения, которые зависят от формы носовой части тела, длины иглы и числа Маха потока. Результаты исследований пульсаций течения при обтекании сверхзвуковым потоком таких конфигураций приведены в ряде работ [1—7]. Возникновение интенсивных периодических пульсаций обусловлено возбуждением автоколебаний в передней отрывной зоне перед торцом с иглой.

Рассматриваемая автоколебательная система — система с распределенными параметрами, математическое моделирование которой представляет собой сложную задачу. Стремление к построению упрощенной модели явления ведет к необходимости выделения важнейших составляющих системы: собственно колебательная система; элемент, регулирующий поступление энергии в систему; обратная связь; источник энергии, которым служит высокоскоростной поток, омывающий отрывную зону [8]. Для выделения основных элементов автоколебательной системы необходимо детальное изучение не только спектральных и корреляционных характеристик пульсаций, но и отдельных фаз картины течения.

Экспериментальные данные о величине и спектральном составе пульсаций давления на цилиндре с иглой, полуугол носового конуса которой равен 20° , приведены в [7]. Там же дано предварительное обсуждение механизма пульсаций. В настоящей работе представлены уточненное описание механизма пульсаций на цилиндре с острой иглой и экспериментальные данные о характере пульсаций при длине иглы, соизмеримой с расстоянием до отошедшего скачка уплотнения.