

20. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. М.: ГИФМЛ, 1961.
 21. Соболев А. В. К вопросу об измерениях пульсаций в струях. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск, 1975.
 22. Седелников Т. Х. Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. М.: Наука, 1971.
 23. Хуссейн А. К. М. Ф., Кларк А. Р. Определение статистической связи между размерами и конвективной скоростью турбулентных структур в плоской и круглой струях. — РТИ, 1981, т. 19, № 1.

Поступила 29/VIII 1984 г.

УДК 532.526

О РОЛИ ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ПЕРЕХОДА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. И. Лысенко

(Новосибирск)

В настоящее время еще нет законченной теории, позволяющей предсказать положение перехода ламинарного сжимаемого пограничного слоя в турбулентный. Для практических целей используются приближенные методы, как правило, основанные на применении линейной теории устойчивости, разработанной уже достаточно хорошо (см., например, [1]). При отсутствии информации о начальном спектре возмущений в пограничном слое (например, при летных испытаниях) возможно использование (конечно, грубого) метода e^n предсказания положения перехода, хорошо себя зарекомендовавшего при дозвуковых скоростях как в «трубных», так и в летных экспериментах, в том числе и для пространственных пограничных слоев (см., например, [2]). В этом методе положение перехода фиксируется при достижении отношения амплитуд возмущения $A = Q/Q_0$ значения e^n (Q_0 — амплитуда возмущения на нижней ветви кривой нейтральной устойчивости, Q — текущая величина амплитуды, n задано), представляющего собой коэффициент усиления возмущений в неустойчивой области. Число Рейнольдса перехода, определенное таким путем, является интегральной характеристикой устойчивости течения в пограничном слое. С его помощью можно особенно наглядно сопоставить вклад первой и второй мод возмущений в развитие неустойчивых колебаний в пограничном слое, проследить за влиянием на обе моды различных факторов. Сопоставление характеристик устойчивости (коэффициентов нарастания, нейтральных кривых, условных чисел Рейнольдса перехода) первой и второй мод возмущений — основная цель данной работы.

1. За основу взята программа расчета коэффициентов нарастания возмущений α_i в пограничном слое при теплообмене [3]. Методика расчета характеристик устойчивости подробно изложена в [1, 4].

Рассмотрено течение сжимаемого теплопроводного газа в двумерном пограничном слое (систему уравнений см., например, в [5]). Расчеты проведены для воздуха и непроницаемой поверхности с заданной температурой стенки. Почти все расчеты выполнены для безградиентного течения на конусе. Исключение составляли лишь исследования по влиянию градиента давления на коэффициенты нарастания.

Система уравнений, описывающая течение в пограничном слое, преобразовывалась в систему обыкновенных дифференциальных уравнений (для градиентного течения предполагалось локальное подобие [5]), которая интегрировалась численно (см. подробнее [1]). В результате интегрирования найдены распределения продольной скорости, температуры, их производных и вязкости поперек пограничного слоя, которые требовались при решении уравнений устойчивости. 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.

Метод решения системы уравнений Дана — Линя с данными граничными условиями описан в [1]. Введены новые переменные, и система уравнений Дана — Линя (в частных производных) преобразована в систему

шести обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Ее интегрирование проведено численно с использованием методики ортогонализации. В расчетах приняты число Прандтля $Pr = 0,72$, постоянная адиабаты $\gamma = 1,41$, закон изменения вязкости от температуры по Саттерленду $\mu = cT^{3/2}/(T + T_s)$ ($c = \text{const}$, $T_s = 110,4$ К).

Результаты интегрирования позволяли получить информацию о трехмерных возмущениях в виде зависимости $\alpha_i = \Phi(\text{Re}, F, \chi)$, где $F = \omega/\text{Re}$ (ω — круговая частота), χ — угол распространения возмущений (угол наклона волны по отношению к основному течению), Re — число Рейнольдса. Число Рейнольдса для случая обтекания конуса определяется как $\text{Re} = \sqrt{u_{cs}/\nu_e^3}$, где u — продольная скорость, ν — кинематическая вязкость, s — координата вдоль поверхности тела, индекс e означает, что параметры взяты на границе пограничного слоя. При решении задачи принималось, что ω вещественная и $\beta_i/\alpha_i = \beta_r/\alpha_r$ [7], где $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ — волновое число возмущения в продольном направлении, а $\beta = \beta_r + i\beta_i$ — волновое число в боковом направлении. Тогда $\chi = \arctg(\beta_r/\alpha_r)$.

Степень пространственного нарастания возмущения связана с амплитудой возмущения Q соотношением $\text{Real}(d \ln Q/ds) = -\alpha_i^{\text{разм}}$. Отсюда и из определения Re следует, что для конуса $\ln |Q/Q_0| = -6 \int_{\text{Re}_0}^{\text{Re}} \alpha_i d\text{Re}$ (α_i — безразмерная степень нарастания). Это выражение определяет отношение амплитуд возмущений в точках с координатами Re и Re_0 , которое представляет собой коэффициент усиления возмущения на рассматриваемом участке.

В отличие от дозвуковых скоростей (где наиболее неустойчивы двумерные возмущения) при $M > 1$ необходимо рассматривать $\alpha_i = \alpha_i(\text{Re}, F, \chi)$ (χ — угол распространения возмущений). Причем максимальные $-\alpha_i$ при $M = 1,5-7$ для первой моды возмущений достигаются в диапазоне $\chi \approx 50-70^\circ$ (для второй моды наиболее неустойчивы двумерные возмущения). В данной работе расчеты проведены для критического угла χ^* ; определенного как угол, при котором интеграл

$-6 \int_{\text{Re}_0}^{\text{Re}} \alpha_i d\text{Re}$ наиболее быстро достигал требуемой величины n ($n = 9$),

т. е. при $\chi = \chi^*$ число Рейнольдса, найденное при $A = e^n$, минимально (условно оно принимается за число Рейнольдса перехода Re_n); Re_n , являющееся интегральной (учитывающей как коэффициенты нарастания, так и нейтральные кривые) характеристикой устойчивости пограничного слоя, рассматривается как основная величина при сопоставлении характеристик устойчивости первой (низкочастотной) и второй (высокочастотной) мод возмущений. При равномерно распределенном спектре энергии пульсаций в пограничном слое положение перехода определяется той модой, для которой Re_n меньше.

Как известно, колебания первой моды возмущений полностью аналогичны волнам Толлмина — Шлихтинга, хорошо известным в теории гидродинамической устойчивости несжимаемой жидкости. Например, при охлаждении поверхности тела, обтекаемого воздухом, профили скорости, плотности и температуры осредненного течения меняются таким образом, что течение становится более устойчивым по отношению к возмущениям первой моды.

Колебания второй моды возмущений представляют собой разновидность акустического резонанса в течении со сдвигом. Этот тип неустойчивости обнаружен в [8, 9]. Влияние ряда факторов на коэффициенты нарастания второй моды исследовано в [10]. Было выяснено, что наклонные возмущения этого типа ($\chi \neq 0$) более устойчивы по сравнению с двумерными возмущениями ($\chi = 0$), а охлаждение поверхности модели оказывает на них слабое дестабилизирующее влияние. Однако определение та-

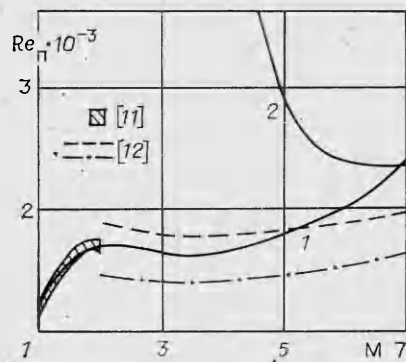


Рис. 1

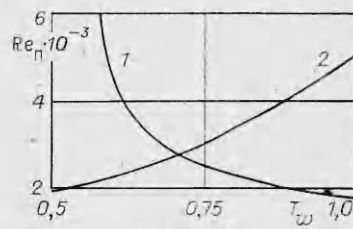


Рис. 2

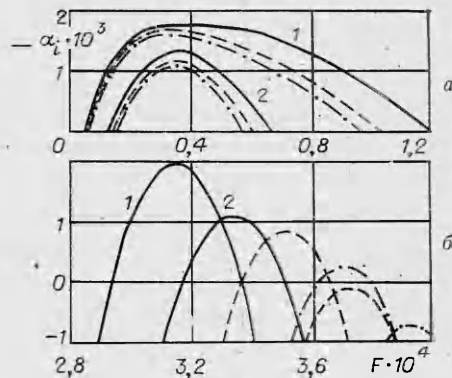


Рис. 3

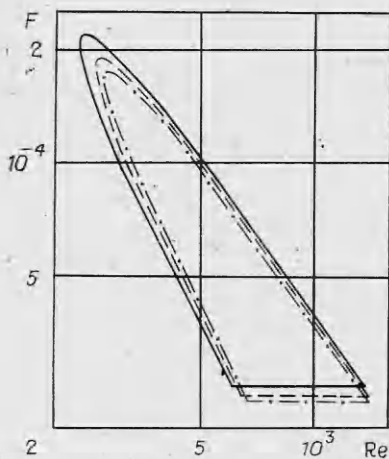


Рис. 4

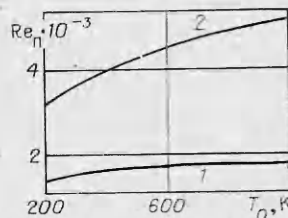


Рис. 5

кой интегральной характеристики, как Re_n , для второй моды не проводилось.

2. Характеристики устойчивости в работе рассчитаны при $M = 1-7$, температуре торможения $T_0 = 210-1000$ К и температурном факторе $T_w = 0,5-1,0$, а коэффициенты нарастания — при небольшом изменении градиента скорости (давления) $\beta = (2\bar{s}/u_e) du_e/d\bar{s} = 0; 0,01$ и $0,1$ ($\bar{s} = \int_0^s u_e v_e \rho_e^2 r_w^2 ds$, ρ — плотность, $r_w(s)$ — уравнение поверхности тела).

Результаты некоторых расчетов приведены на рис. 1—5. На рис. 1 показано изменение полученного Re_n для первой (кривая 1) и второй (кривая 2) мод возмущений при $M = 1-7$ для теплоизолированного конуса ($T_w = 1$, $\beta = 0$). Статическая температура для всех чисел Маха одинаковая ($T_e = -50^\circ\text{C}$). На рис. 1 проведено сравнение расчетных данных и экспериментальных (летных испытаний на F-15 (конус, $T_w = 1$) [11] и баллистических испытаний [12] (конус, $T_w = \text{var}$)); штриховая линия соответствует $Re_1 = (u/v)_\infty = 28 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, штрихпунктирная — $Re_1 = 11 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. В целом (а особенно при $M = 1-4$) рассчитанные и реальные (полученные на натуре) Re_n хорошо коррелируют между собой, что свидетельствует о возможности оценок положения перехода методом e^n ($n \approx 9$). Эксперименты и расчеты показывают, что для первой моды возмущений в зависимости $Re_n = Re_n(M)$ при $T_w = 1$ и $\beta = 0$ существуют локальные максимум (при $M \approx 2$) и минимум (при $M \approx 3,5-4$), для второй моды возмущений в аналогичной зависимости — один минимум (при $M \approx 6,5-7$). При увеличении числа Маха (начиная с $M \approx 7$)

растет $Re_{п}$, как для первой, так и для второй моды. И примерно при $M > 7$ для равномерно распределенного спектра энергии пульсаций положение перехода уже будет определять не первая, а вторая мода возмущений.

Нужно также подчеркнуть, что о поведении такой интегральной характеристики, как $Re_{п}$, далеко не всегда можно судить на основании взятых в отдельности зависимостей (в данном случае от числа Маха) критического числа Рейнольдса $Re_{кр}$ (минимального числа Рейнольдса, при котором на какой-либо частоте начинается рост возмущений) и максимальных коэффициентов нарастания возмущений. В частности, при уменьшении M в диапазоне $M = 1-4$ постоянно растут и $Re_{кр}$, и $(-\alpha_i)_{max}$, однако в зависимости $Re_{п} = Re_{п}(M)$ есть максимум при $M \approx 2$ (что отлично коррелирует с летными данными [11]). С другой стороны, максимальные коэффициенты нарастания второй моды становятся больше максимальных коэффициентов нарастания первой моды уже при $M \geq 4$, а для интегральных характеристик $Re_{п}$ это происходит при $M > 7$. Для второй моды максимум зависимости $(-\alpha_i)_{max}$ от M лежит при $M \approx 5$, а минимум зависимости $Re_{п}(M)$ — при $M = 6,5-7$. Все это говорит о необходимости для оценок положения перехода расчета именно интегральной характеристики $Re_{п}$.

На рис. 2 приведены зависимости $Re_{п}$ для первой (кривая 1) и второй (кривая 2) мод возмущений от температурного фактора ($T_w = 0,5-1,0$) при $M = 4$ и $T_0 = 937$ К (T_w — отношение температуры стенки к температуре восстановления). Видно, что уже для $T_w \leq 0,7$ при равномерно распределенном спектре возмущений положение перехода определяет не первая, а вторая мода; она же является определяющей для $T_w < 0,55$ практически при любом реальном спектре. Характер приведенных на рис. 1, 2 зависимостей подтверждается экспериментами [13], выполненными при $M = 8$ и $T_w = 0,93$ и $0,48$, где показано, что число Рейнольдса перехода, вызванного второй модой, при уменьшении T_w падает.

Рис. 3 демонстрирует влияние градиента давления на коэффициенты нарастания возмущений α_i первой (а) и второй (б) мод при $M = 4$ и $Re = 780$ (F — безразмерная частота). Видно значительное стабилизирующее влияние отрицательного градиента давления на характеристики устойчивости, особенно второй моды. Так как влияние β на вторую моду более значительно, чем на первую, то на рис. 3, а приведены α_i при $\beta = 0$ и $0,1$ (линии 1, 2), а на рис. 3, б — при $\beta = 0$ и $0,01$ (линии 1, 2).

На рис. 3—5 ($T_w = 1$) показано влияние на характеристики устойчивости течения (коэффициенты нарастания возмущений, кривые нейтральной устойчивости и условное число Рейнольдса перехода) температуры торможения T_0 : сплошные кривые — $T_0 = 300$ К, штриховые — 600 К, а штрихпунктирные — 900 К. На рис. 5 линия 1 — первая мода, 2 — вторая мода. Рис. 3—5 показывают, что увеличение T_0 приводит к стабилизации возмущений первой моды (уменьшению $-\alpha_i$ max и увеличению $Re_{кр}$ и $Re_{п}$; на рис. 4 ($M = 1,5$) нейтральные кривые ограничены снизу частотой, на которой достигается $A = e^9$, и крайняя правая точка кривой соответствует $Re_{п}$). Влияние температуры торможения на характеристики устойчивости усиливается с увеличением числа Маха. Полученные данные соответствуют результатам [10, 14] по влиянию T_0 на α_i и $Re_{кр}$ для возмущений первой моды. На вторую моду возмущений при $M = 4$ (рис. 3, б и 5) увеличение T_0 также оказывает стабилизирующее влияние, причем более сильное, чем на первую моду.

Автор благодарен А. А. Маслову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
2. Левченко В. Я., Володин А. Г., Гапонов С. А. Характеристики устойчивости пограничных слоев. Новосибирск: Наука, 1975.
3. Лысенко В. И., Маслов А. А. Влияние охлаждения на устойчивость сверхзвукового пограничного слоя. Препринт ИТПМ СО АН СССР, 1981, № 31.

4. Гапонов С. А., Маслов А. А. Устойчивость сверхзвукового пограничного слоя с градиентом давления и отсасыванием.— В кн.: Развитие возмущений в пограничном слое. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
5. Дорренс У. Х. Гиперзвуковые течения вязкого газа. М.: Мир, 1966.
6. Лийн Ц. Ц. Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958.
7. Mack L. M. A numerical method for the prediction of high-speed boundary-layer transition using linear theory.— In: Aerodynamic Analysis Requiring Advanced Computers. NASA — SP — 347, 1975.
8. Mack L. M. The inviscid stability of the compressible laminar boundary-layer.— JPL. Space Programs Summary 37—36, 1964, v. 4.
9. Gill A. A. Instabilities of «top-hat» jets and wakes in compressible fluids.— Phys. Fluids, 1965, v. 8, N 8.
10. Mack L. M. Boundary layer stability theory.— Document 900—277, Rev. A. Pasadena, California.— JPL, 1969.
11. Fisher D. F., Dougherty N. S. Jr. In-Flight transition measurement on a 10° cone at Mach numbers from 0.5 to 2.0. NASA—TP — 1971, June 1982. (AIAA Paper N 80—0154; AIAA 18th Aerospace Sciences Meeting, Jan. 14—16, 1980).
12. Beckwith I. E., Bertram M. H. A survey of NASA Langley studies on high-speed transition and the quiet tunnel. NASA—TM—X—2566, 1972.
13. Demetriades A. New experiments on boundary layer stability including wall temperature effects.— In: Proceedings of the 1978 Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press, 1978.
14. Brown W. B. Exact numerical solution of the complete Lees — Lin equations for the stability of compressible flow.— In: Summary of Laminar Boundary Layer Control Research, 1964, v. 2.

Поступила 2/1 1985 г.

УДК 533.6.011

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ В МОДЕЛИ КОНВЕРГЕНТНОГО ВОЗДУХОЗАБОРНИКА С ПЛОСКИМИ СТЕНКАМИ

Б. И. Гуттов, В. В. Затолока

(Новосибирск)

В последнее время наряду с традиционными двумерными конфигурациями воздухозаборников (плоскими и осесимметричными с центральным телом — дивергентными) все большее внимание исследователей привлекают пространственные конфигурации, несмотря на значительные осложнения получения экспериментальных и расчетных данных об их обтекании. Пространственные конфигурации дают перспективу получать уменьшенные площади стенок каналов [1—3], а также улучшенные характеристики воздухозаборников на нерасчетных режимах [4—6]. Среди них конфигурации конвергентных воздухозаборников (КВЗ) [2—4, 6, 7] дают компактные поперечные сечения каналов и за счет этого, в частности, уменьшение площади их стенок.

В данной работе исследуется течение в модели КВЗ, конфигурация которого построена путем вырезки по линиям тока из течения в воздухозаборниках, рассмотренных в [7] (рис. 1). Течение в таких КВЗ носит существенно пространственный характер, однако на расчетном режиме на участке внешнего сжатия параметры течения идеального газа определяются с помощью простых соотношений для плоских скачков уплотнения. Эти же соотношения можно использовать и для приближенных оценок параметров течения на нерасчетных режимах.

Характерная особенность течения на участке внешнего сжатия КВЗ этого типа — пространственное взаимодействие косых скачков уплотнения с пограничным слоем. Оно может быть весьма сложным (образуются отрывные области, вызывающие изменение структуры внешнего потока) и зависит от многих параметров: чисел Маха и Рейнольдса, состояния пограничного слоя, углов поворота потока в скачках, теплообмена и др. Исследованию различных течений с этой особенностью на поверхностях тел посвящено большое число работ (например, [8—10]). Расчет такого типа течений пока не представляется возможным. Поэтому необходимы экспериментальные исследования течения в моделях КВЗ.

Цель данной работы — проверка реализуемости расчетного течения идеального газа, выяснение особенностей взаимодействия скачков уплотнения с пограничным слоем, определение структуры течения на участке внешнего сжатия КВЗ в диапазонах чисел Маха набегающего потока M_n и углов атаки α .

Модель КВЗ (рис. 1) имела расчетное число Маха $M_n = 4$; угол наклона начального клина $\varphi_1 = 9,4^\circ$; угол наклона вторичных клиньев $\varphi_2 = 13,3^\circ$; полуугол между плоскостями щек $\varphi_2/2 = 5,5,3^\circ$; суммарную