

ЛИТЕРАТУРА

1. Гроссман А. Г., Попов В. И. К выводу реологического соотношения для концентрированных растворов полимеров.— ПМТФ, 1976, № 2.
2. Кекалов А. Н., Попов В. Н. Структурно-феноменологическая модель и некоторые результаты исследования характеристик течения концентрированных растворов высокополимеров.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 1.
3. Покровский В. Н. Статистическая механика разбавленных суспензий.— М.: Наука, 1978.
4. Цветков В. Н., Эскин В. Е., Френкель С. Я. Структура макромолекул в растворах.— М.: Наука, 1964.
5. Bird R. B., Hassager O., Armstrong R. C., Curtiss C. C. Dynamics of polymeric liquids. V. 2. Kinetic theory.— N. Y.: Wiley, 1977.
6. Аквис М. А., Гольдберг В. В. Тензорное исчисление.— М.: Наука, 1972.
7. Смольский Б. М., Шульман З. П., Гориславец В. М. Реодинамика и теплообмен нелинейновязкопластичных материалов.— Минск: Наука и техника, 1970.
8. Научно-технические прогнозы в области полимеров. Высокомодульные гибкоцепные полимеры/Калашникова В. Г., Липатова Л. П.— М.: НИИТЭХИМ, 1982.

Поступила 15/VII 1985 г.

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

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

(Новосибирск)

В настоящее время существует несколько теоретических способов предсказания положения перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, основанных на различных критериях. Для создания общей теории перехода необходимо детальное представление о волновых процессах в пограничном слое, которое формируется на основании теоретических и экспериментальных данных по устойчивости.

В экспериментальных работах по устойчивости сверхзвукового пограничного слоя, как правило, исследуется развитие естественных возмущений [1]. Недостаток таких работ — отсутствие полной пространственной характеристики волнового поля возмущений в пограничном слое. Поэтому при сопоставлении теории и эксперимента можно ожидать только качественное соответствие. Более точное количественное сравнение возможно при изучении контролируемых искусственных возмущений, моделирующих процесс развития волн в пограничном слое. Альтернативный подход (при изучении развития естественных возмущений) заключается в соответствующих корреляционных измерениях с последующей оценкой волновых спектров. Такой подход отчасти реализован в [2].

В [3] для исследования устойчивости несжимаемого пограничного слоя применен точечный источник возмущений. Создаваемое им волновое поле (распределение амплитуд и фаз пульсаций в пространстве) регистрировалось термоанемометром. Результаты работы отражают эволюцию монохроматических плоских волн в пограничном слое.

В [4, 5] метод, подобный [3], применен для исследования устойчивости сверхзвукового пограничного слоя. В качестве источника возмущений использовался электрический разряд. Показано, что данная методика позволяет изучать развитие собственных волн в сверхзвуковом пограничном слое. В то же время в [4] выявлены некоторые ее проблемы, возникающие как при получении экспериментальных данных, так и при их обработке. В настоящей работе развит подход [3, 4] и с его помощью получены новые экспериментальные результаты. В соответствии с результатами экспериментов проделаны расчеты устойчивости пограничного слоя в линейном приближении.

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе ИТПМ СО АН СССР Т-325 пониженной степени турбулентности [6] с размерами рабочей части 200×200 мм при числе Маха $M = 2,01$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = 6,58 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$. Использовалась модель плоской стальной пластины с затупленной и скошенной по ширине под углом $14^\circ 30'$ передней кромкой (радиус притупления $b \sim 0,04$ мм). 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, которым регулировался искровой промежуток) устанавливалась перпендикулярно плоскости модели. В пограничный слой возмущения проникали через

отверстие в поверхности пластины. Диаметр отверстия составлял 0,5 мм. Координаты источника: $x = 16,7$ мм, $z = 0$, где x — продольная координата, отсчитываемая от передней кромки модели, а z — трансверсальная координата.

Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного тока ТПТ-3 [7]. Использовались датчики с нитью из вольфрама диаметром 6 мкм и длиной $\sim 1,3$ мм. Датчик перемещался по координатам x, y, z (y — нормальная к плоскости пластины координата). Точность измерения координат по осям x и z составляла 0,1 мм.

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

Средние параметры потока (M, Re_1 , температура торможения, скорость набегающего потока U) находились с помощью измерительной системы, которой оборудована установка. Погрешность числа Маха 1%, единичного числа Рейнольдса менее 3%.

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 и при $y/\delta = \text{const}$, где δ — толщина пограничного слоя. Величина перегрева нити датчика 0,8, вследствие этого можно утверждать, что фиксировались преимущественно амплитуда и фаза пульсаций массового расхода [2].

Измерения проводились при $y/\delta \sim 0,5-0,6$, что соответствует максимальному уровню пульсаций в пограничном слое. Шаг измерений по x составлял 5 мм, по z — от 0,2 до 1 мм. Обработка результатов измерений состояла из оценки фурье-спектров (дискретное преобразование Фурье [8]) по β -волновому числу в z -направлении. Распределения амплитуд по координате z принимали нулевые значения на концах интервала, что позволяло при интегрировании перейти к конечным пределам.

Для определения фурье-спектра от дискретно-заданной функции (распределения), если известна только часть распределения, необходимо применять специальные весовые функции — спектральные окна [9, 10]. Тогда удастся подбором соответствующего окна существенно уменьшить влияние обрывов на концах задания функции и в ряде случаев оценить спектр распределения, близкий к реальному.

В данной работе подобным образом получены спектры по α_r -волновому числу по продольной координате x . Как показано в [10], наиболее эффективно для такого случая окно Кайзера — Бесселя. Числовые значения для окна в настоящей работе определялись с точностью до шести знаков после запятой. Спектральная проверка характеристики окна Кайзера — Бесселя дала совпадающие с [10] результаты. Программа обработки Фурье опробована на нескольких тестовых функциях с использованием окна и без него.

Угол наклона волн к потоку определялся по формуле $\chi = \text{arctg}(\beta/\alpha_r)$, а фазовая скорость возмущений в направлении x — по $c_x = 2\pi f/\alpha_r U$, где f — частота возмущений.

Для волн Толлмина — Шлихтинга проводилась оценка коэффициентов пространственного роста:

$$-\alpha_i(\beta) = 0,5\delta \ln[A(\text{Re}, \beta)]/\delta \text{Re}.$$

Здесь $\text{Re} = (\text{Re}_1 x)^{1/2}$; $A(\text{Re}, \beta)$ — амплитуда волны Толлмина — Шлихтинга.

В результате обработки экспериментальных данных определены фурье-компоненты волнового пакета, эволюция которых сравнивалась с расчетами по линейной теории гидродинамической устойчивости. В при-

ближении плоскопараллельного течения в пограничном слое решение линейной задачи ищется в виде

$$Q(x, y, z, t) = q(y) \exp(i\alpha x + i\beta z - i\alpha ct),$$

где $q(y)$ — амплитудные функции возмущения скорости, плотности и температуры. Для определения собственных чисел задачи численно интегрировалась система уравнений устойчивости в приближении Дана и Линя с однородными граничными условиями. При интегрировании использовалась методика ортогонализаций. Расчеты проводились для пограничного слоя на плоской теплоизолированной пластине при $M = 2,0$ в соответствии с проведенными экспериментами. Закон вязкости принимался по Саттерленду, показатель адиабаты $\gamma = 1,41$, число Прандтля $\sigma = 0,72$. Система уравнений и метод решения подробно описаны в [1]. В результате интегрирования получены коэффициенты пространственного нарастания α_i и фазовые скорости возмущений вдоль потока c_x .

Исследования устойчивости проведены для безразмерного частотного параметра $F = 0,188 \cdot 10^{-4}$, $0,371 \cdot 10^{-4}$, $0,547 \cdot 10^{-4}$ (что соответствует частотам возмущений $f = 10, 20, 30$ кГц), здесь $F = 2\pi f / \text{Re}_1 U$.

Непосредственно перед экспериментами с искусственными возмущениями исследована устойчивость пограничного слоя используемой модели по отношению к «естественным» (при выключенном разряде) возмущениям. Получено, что отверстие источника на рабочей поверхности модели с точностью до погрешности измерения амплитуды ($\sim 10\%$) не влияет на развитие возмущений в следе за ним. Характер развития возмущений для $f = 10$ кГц соответствует району первой ветви нейтральной кривой, для $f = 20$ кГц — максимальной неустойчивости, для $f = 30$ кГц — области, близкой ко второй ветви нейтральной кривой для волн Толлмина — Шлихтинга.

Основная задача экспериментальной части работы — измерение значений амплитуды и фазы введенных в пограничный слой возмущений для фиксированных частот. Экспериментально получена двумерная сетка данных, фурье-анализ которых позволил перейти к рассмотрению плоских волн в пограничном слое. Подробно использованная методика обработки описана в [11]. Диапазон измерений по x для $f = 10$ и 30 кГц от 50 до 80 мм, для $f = 20$ кГц от 50 до 90 мм.

На рис. 1 и 2 представлены графики эволюции по x фазы Φ и амплитуды A возмущений с частотой $f = 30$ кГц при фиксированных значениях волнового числа β , здесь 1 — 4 — результаты для $\beta = 0; 0,34; 0,68; 0,945$ рад/мм, 5 на рис. 2 — $\beta = 1,24$ рад/мм. Из рис. 1 видно, что для $\beta = 0,68; 0,945$ нарастание фазы — это близкая к прямой линия. При уменьшении β (и особенно для $\beta = 0$) характер зависимости фазы от x заметно отличается от прямой. Эволюция амплитуды (рис. 2) по x при $\beta = 0$ носит модуляционный характер, но модуляция ослабевает с ростом β . Рассматривая эти закономерности совместно, можно предположить, что по x распространяется несколько волн, сложение которых дает модуляцию амплитуды.

Спектры возмущений по волновому числу α_r представлены на рис. 3, где 1, 3, 5, 7 отвечают $\beta = 0; 2 — 0,67; 4 — 0,84; 6 — 0,58$ рад/мм. Результаты приведены для возмущений с частотами $f = 10$ кГц (а), $f = 20$ кГц (б, в) и $f = 30$ кГц (г); спектры 1, 5, 6 получены по семи точкам, 3, 4 — по девяти, 7 — по тридцати одной. На всех графиках максимальные пики соответствуют волнам Толлмина — Шлихтинга, остальные пики — «звуковым» возмущениям (их фазовые скорости $c_x \leq 0,3$). Рассмотрим спектры 1—6. Спектральный диапазон ограничен здесь шагом по x : $\Delta x = 5$ мм, $\Delta \alpha_r \sim 2\pi/\Delta x \sim 1,25$ рад/мм. Ширина спектральных пиков в основном определяется длиной реализации по x (влияют также параметры спектрального окна). Видно, что для $\beta = 0$ при увеличении частоты доля «звука» в спектрах возрастает. Если преобразование возмущений от источника в волны пограничного слоя происходит одинаковым образом для исследованных частот, то можно установить зависимость между величиной

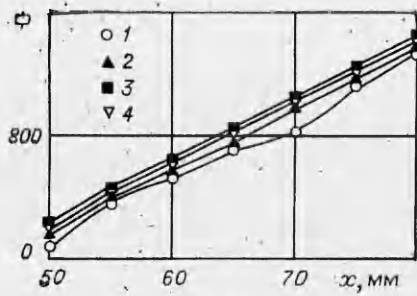


Рис. 1

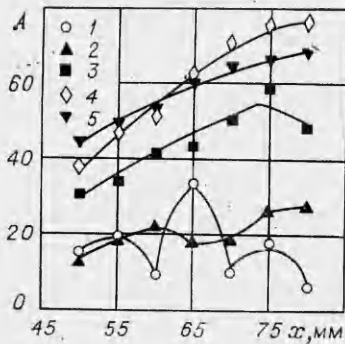


Рис. 2

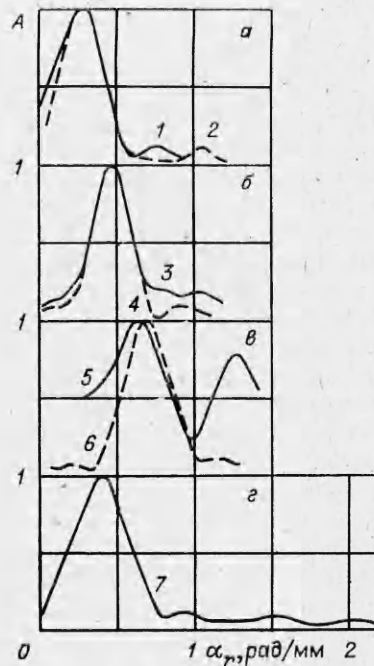


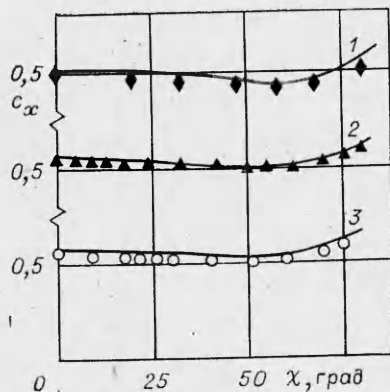
Рис. 3

амплитуды звука и характером развития волн Толлмина — Шлихтинга (для спектров в окрестности $\beta = 0$): вблизи первой ветви нейтральной кривой волна Толлмина — Шлихтинга на порядок больше звуковых волн ($F = 0,188 \cdot 10^{-4}$), в зоне максимального роста ($F = 0,371 \cdot 10^{-4}$) в 5—6 раз, вблизи второй ветви нейтральной кривой ($F = 0,547 \cdot 10^{-4}$) собственная волна пограничного слоя в 1,5—2 раза превосходит звуковую. Это соответствует тому, что звуковые волны растут быстрее собственных при $\beta \sim 0$. Отсюда понятен недостаток работ [12, 13] при изучении развития двумерной волны Толлмина — Шлихтинга ($\beta = 0$). Большой вклад звуковых возмущений для данного угла распространения в суммарный сигнал не позволил проследить эволюцию (по Re) волны Толлмина — Шлихтинга.

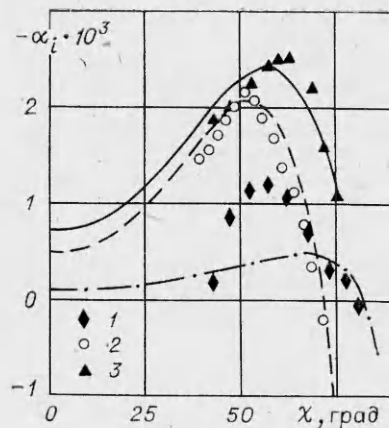
Для спектров по α_r при $\beta \sim 0,3-2$ рад/мм (линии 2, 4, 6 рис. 3) соотношение звуковых возмущений и волн собственного типа почти не изменяется при изменении частотного параметра, а значит, оба типа возмущений растут одинаково. Эти результаты находятся в согласии с результатами [4], где получено, что излучение звука сверхзвуковым пограничным слоем сосредоточено в окрестности $\beta = 0$, что означает двумерность волны.

На рис. 3, а—в представленный спектральный диапазон недостаточен для полного охвата спектра волн в пограничном слое. Задача усложняется еще тем, что область линейного развития волн в пограничном слое, в которой выполняются измерения, составляет 5—6 длин волн Толлмина — Шлихтинга, что дает ограничение на минимальную ширину спектральных пиков и их разрешение методами фурье-анализа. В данной работе на рис. 3, г приведен амплитудный спектр по волновому числу α_r , полученный по результатам измерений в 31 положении по x с более частым шагом ($\Delta x = 1$ мм), что позволило расширить спектральный диапазон по α_r в 5 раз ($\Delta \alpha_r \sim 6$ рад/мм). Можно видеть несколько пиков, практически равноотстоящих друг от друга, причем наибольший пик соответствует волне Толлмина — Шлихтинга, а остальные — это звуковые возмущения, излучаемые ламинарным пограничным слоем.

Таким образом, описанный выше источник порождает в пограничном слое широкополосный спектр возмущений. Можно сказать, что спектр



Р и с. 4



Р и с. 5

этот дискретный с точностью до выполненных измерений. Дискретизация по координате x накладывает ограничение на интерпретацию спектров: нельзя однозначно ответить, есть ли волны, бегущие вверх по потоку. Однозначный ответ здесь возможен, если $\Delta\alpha_r$ такое, что содержит весь спектр целиком. Для данных измерений этого утверждать нельзя.

Сделана также оценка спектра по α_r для вдвое большей реализации по x с шагом 1 мм, но без фурье-анализа по β (измерения фазы и амплитуды возмущений проводились по линии $z = 0$ в центре пакета вдоль x). Эта оценка близка к спектру рис. 3, z , но имеет более узкие пики и слева от пика, соответствующего волне Толлмина — Шлихтинга, содержит новый пик с фазовой скоростью $c_x \sim 0,9-1,1$. Возможно, это вихрь от источника, распространяющийся по внешней границе пограничного слоя.

Так как при увеличении \bar{r} доля звуковых возмущений в спектрах уменьшается и для определенного диапазона по \bar{r} ими можно пренебречь по сравнению с волнами собственного типа, это позволяет применить описанную выше методику для детального изучения развития трехмерных волн Толлмина — Шлихтинга.

На рис. 4 приведены фазовые скорости собственных волн пограничного слоя, а на рис. 5 — значения коэффициентов пространственного роста ($Re = 653 \pm 4$). Точки 1—3 отвечают частотным параметрам $F = 0,188 \cdot 10^{-4}$, $0,371 \cdot 10^{-4}$, $0,547 \cdot 10^{-4}$, а линиями нанесены соответствующие им результаты расчета. Имеется хорошее согласие теории и эксперимента для значений фазовых скоростей. Для α_i расхождение существенно при $f = 10$ кГц, но следует отметить, что расчет проводился для пограничного слоя на острой пластине, а в эксперименте использовалась пластина с несколько притупленной передней кромкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. — Новосибирск: Наука, 1980.
2. Kendall J. M. Wind tunnel experiments relating to supersonic and hypersonic boundary-layer transition. — AIAA J., 1975, v. 13, p. 290. Рус. пер. — Ракетн. техника и космонавтика, 1975, т. 13, № 3.
3. Гилёв В. М., Качанов Ю. С., Козлов В. В. Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое. Препринт № 34. ИТПМ СО АН СССР, 1981; Изв. СО АН СССР, 1983, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
4. Косинов А. Д., Маслов А. А., Семенов Н. В. Методы введения искусственных возмущений в сверхзвуковой поток. Препринт № 34. ИТПМ СО АН СССР, 1983.
5. Косинов А. Д., Маслов А. А. Развитие искусственно вызванных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 5.
6. Багаев Г. И., Лебига В. А., Приданов В. Г., Черных В. В. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-325 с пониженной степенью турбулентности. — В кн.: Аэрофизические исследования. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
7. Елфимов А. Г., Лебига В. А. Термоанемометр постоянного тока. — БИ, 1983, № 24.

8. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. — М.: Мир, 1983.
9. Хэррис Ф. Дж. Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье. — Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике, 1978, т. 66, № 1.
10. Дёч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования. — М.: Наука, 1971.
11. Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г. Развитие пространственных волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое. Препринт № 17—85. ИТПМ СО АН СССР, 1985.
12. Kendall J. M. Supersonic boundary layer stability experiments. — AR TR—0158 (S3816—63) — 1, 1967, v. 2, sec. 10.
13. Laufer J., Vrebalovich T. Stability and transition of a laminar boundary layer on an insulated flat plate. — J. Fluid Mech., 1960, p. 257.

Поступила 1/VII 1985 г.

УДК 532.517.4

ТЕНЗОРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОГЕРЕНТНЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР

Г. А. Кузьмин, А. З. Паташинский

(Новосибирск)

В турбулентном течении обнаруживаются элементы как хаоса, так и порядка. Частичная упорядоченность турбулентных течений проявляется через существование когерентных (организованных) структур. Выявление организованных движений в турбулентном потоке затрудняется тем, что такие движения эволюционируют, а фазы и ориентации структур случайны. Главная же трудность в том, что взаимодействия структур достаточно сильно, так что их конкретные реализации заметно флуктуируют.

Визуальные способы изучения структур в таких условиях достоверны, когда структуры оказываются изолированными. Если ориентация и фаза структур фиксированы, то количественные сведения получаются условным осреднением термоанемометрического сигнала [1—3]. В противоположном случае одноточечные измерения не дают необходимых сведений об организованных структурах.

В последнее время проводятся измерения поля скорости турбулентных течений одновременно во многих точках пространства [4—6]. Развиваются методы численного моделирования турбулентности на ЭВМ. Ясно, что в мгновенном гидродинамическом поле и его эволюции имеется полная информация об организованных структурах. Но возникает вопрос, как можно извлечь эту информацию?

Распознавание структур в условиях заметных флуктуаций требует статистического подхода. Для статистического изучения необходимо построить систему количественных характеристик структур; количественные характеристики должны описывать структуры заданного масштаба в окрестности каждой точки потока.

В настоящей работе предлагается метод анализа результатов лабораторных и численных экспериментов, который предназначен для выявления и количественного анализа повторяющихся трех- и двумерных организованных движений жидкости и требует вычисления тензорных моментов поля течения. Построенные ниже тензорные поля содержат информацию об основных свойствах движения в окрестности τ и каждой точки, а их инварианты вращения не зависят от ориентации упорядоченно ω движения и могут использоваться для его количественной характеристики. Можно надеяться, что статистические свойства инвариантов позволят понять, что в турбулентных течениях воспроизводимо и что флуктуирует.

Выделение вихревых структур заданного масштаба. Под когерентными структурами понимаются когерентные сгустки завихренности. Чтобы выделить организованные структуры заданного масштаба λ , необходимо специальное представление поля завихренности. Выделим в турбулентной жидкости сферический объем радиуса λ . Граница этого объема может пересекаться вихревыми линиями, которые невозможно оборвать без нарушения условия соленоидальности. Разложим завихренность ω на две соленоидальные компоненты ω' и $\omega^{(\lambda)}$. Предполагается, что поле ω' совпадает с ω вне выбранного объема и равно градиенту гармонической функции $\nabla\chi$ внутри объема. Условие соленоидальности для ω' , $\omega^{(\lambda)}$ оказывается выполненным всюду, если потребовать, чтобы на границе обла-