

УДК 532.526

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ТРЕХМЕРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ К ВИБРАЦИЯМ ПОВЕРХНОСТИ

В.Р. ГАПОНЕНКО, А.В. ИВАНОВ, Ю.С. КАЧАНОВ

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
Новосибирск*

Экспериментально изучена линейная восприимчивость пограничного слоя на скользящем крыле к локализованным вибрациям поверхности. Исследовались процессы возбуждения и развития вниз по потоку волновых поездов, которые порождались локализованными вибрациями поверхности. Проведено разложение этих волновых поездов (состоящих из мод неустойчивости поперечного течения) на наклонные гармонические (во времени и в пространстве) моды. Амплитуды и фазы нормальных мод экстраполировались на положение источника возмущений для определения их начальных значений. Форма и амплитуда колебаний поверхности были с высокой точностью измерены с помощью двух различных методик. Затем амплитуда и фаза вибраций определялась для тех мод частотно-волнового спектра, которые соответствуют волнам неустойчивости, обнаруженным в пограничном слое вниз по потоку от источника. Были найдены также комплексные коэффициенты восприимчивости пограничного слоя скользящего крыла к вибрациям поверхности как функции поперечной компоненты волнового вектора.

Известно, что положение перехода в пограничном слое на крыле самолета существенно зависит от трех главных факторов: спектров наиболее опасных внешних возмущений и коэффициентов восприимчивости и устойчивости пограничного слоя. В различных практических ситуациях неоднородности поверхности скользящего крыла и ее вибрации представляют собой один из наиболее важных источников волн неустойчивости [1–3]. Для большинства современных летательных аппаратов вибрации поверхности могут быть довольно велики (в сравнении с толщиной вытеснения пограничного слоя), что порождает довольно интенсивные волны неустойчивости, приводящие к преждевременному переходу к турбулентности. Поэтому исследование влияния локализованных вибраций поверхности на переход имеет большое практическое значение. Прежде всего здесь необходимо исследовать функции восприимчивости ламинарного пограничного слоя к вибрациям поверхности. В настоящее время эта проблема экспериментально изучена очень слабо и нуждается в существенно более подробном исследовании.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для того чтобы выделить проблему устойчивости и восприимчивости поперечного течения в чистом виде и получить данные, которые можно напрямую сравнивать с линейной теорией восприимчивости, в эксперименте моделировались как среднее течение над скользящим крылом, так и начальное поле возмущений. Среднее течение на начальном участке скользящего крыла моделировалось с помощью течения над скользящей пластиной с градиентом давления, наводимым от ложной стенки, закрепленной над пластиной на по-

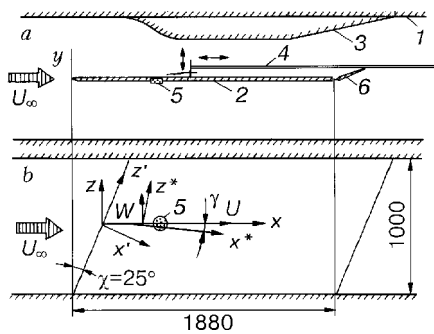


Рис. 1. Схема модели и принятые системы координат.

1 — стенка рабочей части аэродинамической трубы, 2 — пластина, 3 — ложная стенка, 4 — координатное устройство, 5 — вибратор, 6 — закрылок.

толке рабочей части (рис. 1). И пластина и ложная стенка имели одинаковый угол скольжения $\chi = 25^\circ$. В предыдущих исследованиях накоплен большой опыт такого моделирования [4–9].

Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН. Модель монтировалась в рабочей части трубы (размерами $1 \times 1 \times 4$ м) под нулевым углом атаки. В условиях эксперимента уровень турбулентности был $\sim 0,065\%$ в диапазоне частот выше 1 Гц. Структура среднего потока и пульсации скорости измерялись с помощью термоанемометра. Одноточный датчик (используемый в настоящей постановке экспериментов) измерял x -компоненты вектора средней скорости потока и вектора пульсаций скорости. Сигнал с датчика линейризовался и вводился в компьютер (Macintosh LC II) через многоканальный аналого-цифровой преобразователь (Mac-ADIOS-adio).

Основные системы координат, используемые в работе, показаны на рис. 1. Система (x, z) связана с направлением набегающего потока, где ось x параллельна вектору U_∞ . Ось z' параллельна передней кромке модели. Система координат (x^*, z^*) является локальной. Ее начало находится на пластине в точке измерений, а ось x^* направлена вдоль вектора U_0 потенциального потока вблизи внешней границы пограничного слоя.

Возмущения были гармоническими во времени и вводились в поток с помощью генератора возмущений электромагнитного типа, моделирующего вибрацию поверхности. Генератор с круглой металлической мембраной (36,0 мм в диаметре) монтировался заподлицо с поверхностью модели на расстоянии $x'_s = 404,2$ мм от передней кромки (более подробно см. [11]). Частота возмущений f составляла 25,0 Гц и соответствовала безразмерному частотному параметру $F = 2\pi f\nu/U_0^2 = 65,9 \cdot 10^{-6}$, где U_0 — x -компонента скорости потенциального течения на границе пограничного слоя для $x'_s = 404,2$ мм (т. е. в положении генератора возмущений), ν — кинематическая вязкость воздуха.

В каждой точке измерений определялись четыре основные величины: средняя скорость течения, среднеквадратичная интегральная интенсивность пульсаций скорости, фаза и среднеквадратичная амплитуда возмущения скорости на частоте возбуждения (в полосе частот шириной $\Delta f = 0,1$ Гц). Все величины осреднялись по ансамблю реализаций общей продолжительностью около 10 с.

В ходе экспериментов было обнаружено, что в выбранных режимах измерений форма всех пространственных распределений амплитуды и фаз возмущений в волновых пакетах не зависит от амплитуды возбуждения. Основные результаты получены для двух начальных амплитуд вибраций с напряжением подаваемого на вибратор сигнала $E_s = 2,0$ и $2,5$ В. Все графики, приведенные в настоящей работе, соответствуют случаю $E_s = 2,5$ В за исключением основного графика (см. ниже рис. 10), где представлены результаты для обеих амплитуд вибратора.

2. СТРУКТУРА СРЕДНЕГО ПОТОКА

Поле трехмерного среднего течения над моделью было тщательно изучено как в потенциальном потоке, так и в пограничном слое с помощью двухниточных X - и V -образных датчиков в работах [6, 8]. В настоящих экспериментах локальные характеристики течения в положении источника ($x = 446$ мм, $x' = 404,2$ мм, $z = 0$) были следующими: скорость потенциального течения $U_0 = 6,12$ м/с, параметр градиента давления (параметр Хартри) $\beta_H = 0,425$, локальный угол поворота потока $\gamma = -1,17^\circ$, локальный угол скольжения $\chi = 25^\circ + \gamma = 23,83^\circ$. В [6, 8] также подробно исследована трехмерная структура среднего течения внутри пограничного слоя на той же модели. При этом было установлено, что распределения U^* - и W^* -компонент вектора средней скорости по нормальной к стенке координате y , а также угла поворота потока y^* (между вектором скорости внутри пограничного слоя и осью x^*) хорошо согласуются с расчетами Федорова [6], выполненными для скользящего течения с такими же параметрами. В настоящих исследованиях ряд профилей продольной компоненты скорости был также измерен для выбранного режима течения (рис. 2). Полученные результаты показали, что в области основных измерений поле среднего течения с большой точностью адекватно течению на разгонном участке скользящего крыла. Течение является автомодельным, однородным вдоль координаты z' и почти однородным вдоль координаты x' . В положении источника локальное число Рейнольдса $Re = U_0 \delta_s / \nu = 479$, где δ_s — толщина вытеснения пограничного слоя, определенная над источником и равная 1,24 мм.

3. ВИБРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ

Металлическая мембрана вибратора колебалась под воздействием переменного электромагнитного поля. Форма смещения мембраны от положения равновесия была исследована лазерным и термоанемометрическими методами [11]. На рис. 3 показаны распределения нормированной на максимум амплитуды a_m и фазы φ_m колебаний мембраны, измеренные вдоль ее диаметра. Абсолютные значения амплитуд колебания мембраны составляли 42 и 52 мкм в

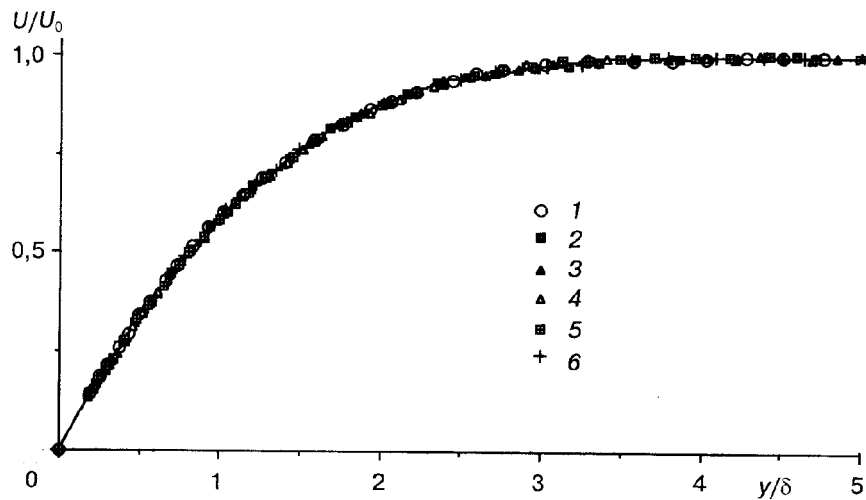


Рис. 2. Профили U -компоненты скорости потока в пограничном слое.
1-4 — $z = 0$, $x = 513,5$; 543,5; 663,5 и 446,5 мм; 5, 6 — $x = 513,5$ мм, $z' = -22,1$ и 22,1 мм.

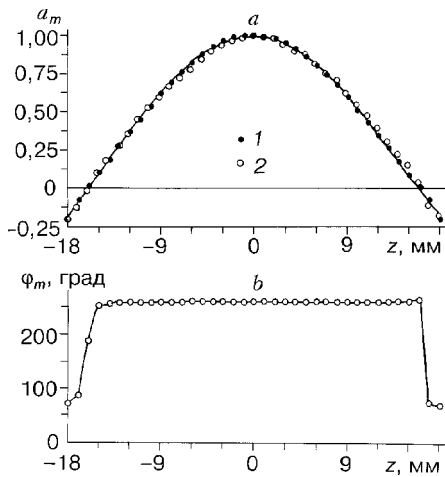


Рис. 3. Распределение амплитуды (а) и фазы (b) колебаний мембраны вибратора вдоль ее диаметра.

1 — лазерный метод, 2 — термоанемометрический метод.

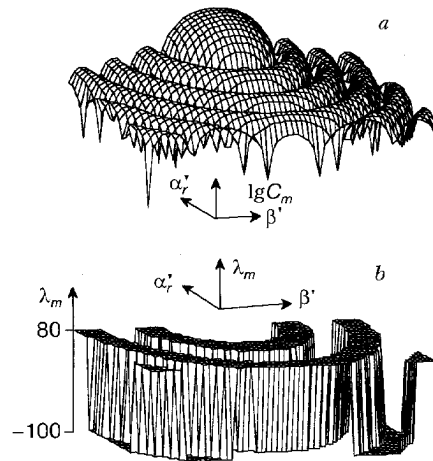


Рис. 4. Двумерный волновой спектр вибратора (показана половина осесимметричного спектра).

a — логарифм амплитуды, b — фаза.

случаях $E_s = 2,0$ и $2,5$ В соответственно. Видно, что значение фазы постоянно вдоль диаметра мембраны, за исключением области ее свободных незащемленных краев, где фаза меняется скачком на π .

Чтобы получить волновой спектр колеблющегося вибратора, распределения, показанные на рис. 3, были подвергнуты двойному пространственному преобразованию Фурье. На рис. 4 качественно показана форма амплитудной части спектра C_m в логарифмическом масштабе и фазовой части λ_m этого спектра в пространстве продольных и поперечных волновых чисел (т. е. в плоскости (α'_r, β')). Из-за симметрии колебаний мембраны (относительно ее центра) спектр также осесимметричен. Видно, что спектр имеет центральный купол и ряд кольцеобразных максимумов со скачком фазы на π в минимумах между ними. Аналогичные амплитудные максимумы, минимумы и скачки фаз также наблюдаются как в измеренных, так и в экстраполированных (наложение источника) спектрах волн неустойчивости в пограничном слое (см. рис. 4 и 5).

4. РАЗВИТИЕ ВОЛН НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВНИЗ ПО ПОТОКУ

Основные измерения в настоящей работе (как и в экспериментах по устойчивости [9, 10]) проводились при фиксированном безразмерном расстоянии от стенки $y/\delta_1 = 1$ ($U/U_0 = 0,6$), что приблизительно соответствовало положению максимума амплитуды возмущения по оси y (см. [9, 10, 12]).

На рис. 5 показано семейство распределений амплитуд и фаз возмущений вдоль размаха модели, полученное для семи сечений вниз по потоку при амплитуде колебаний, соответствующей напряжению на вибраторе $E_s = 2,5$ В. Амплитуды возмущений обезразмерены на местное значение x -компоненты средней скорости $U_0(x)$ на границе пограничного слоя. (Локальная ось z'_c , используемая на графиках, как и ось z' , направлена параллельно передней кромке пластины, но начало ее при движении вниз по потоку остается на центральной линии модели.) Очень похожие распределения были получены для амплитуды колебаний при $E_s = 2,0$ В. Совпадение этих двух наборов дан-

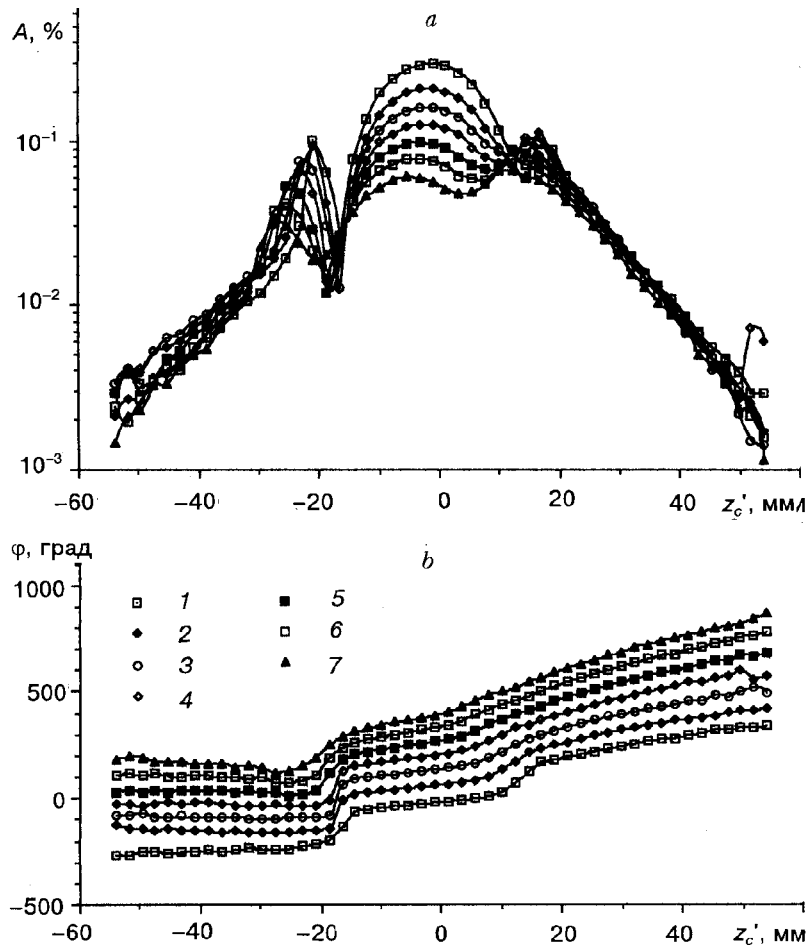


Рис. 5. Распределения амплитуды (а) и фазы (б) возмущений по размаху модели вниз по потоку от источника.

1 – 7 — $x' = 439,2; 456,3; 474,5; 492,6; 510,7; 528,8$ и $547,0$ мм.

ных свидетельствует о хорошей повторяемости полученных результатов, а также о независимости структуры волновых поездов от начальной амплитуды.

Как видно из рис. 5, для всех исследованных положений вниз по потоку “хвосты” поперечных распределений экспоненциально затухают, но в центральной части поведение амплитуды возмущений довольно сложное. В то же время обнаружено, что распределения фаз вдоль координаты z'_c ведут себя весьма консервативным образом. Во всех положениях вдоль хорды модели фазы растут монотонно по закону, близкому к линейному (за исключением области, расположенной приблизительно при $z'_c < -20$ мм). Монотонность нарастания фазы в трансверсальном направлении соответствует распространению наиболее интенсивных мод в волновом поезде вдоль оси z'_c (см. [9, 10, 12]).

После фурье-преобразования распределений, приведенных на рис. 5, и аналогичных распределений для другого значения амплитуды возбуждения были получены два набора спектров волн неустойчивости в зависимости от поперечного волнового числа β' для различных сечений вниз по потоку. Один из них показан на рис. 6. Поперечные волновые числа обезразмерены здесь на

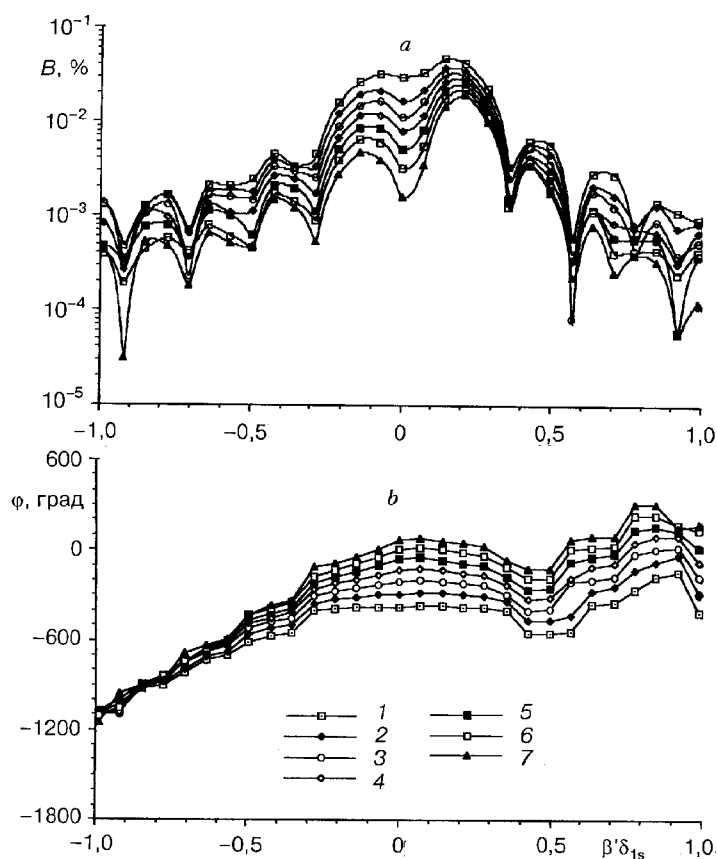


Рис. 6. Амплитудная (а) и фазовая (б) части волновых спектров волн неустойчивости вниз по потоку.

1 – 7 — $x' = 439,2; 456,3; 474,5; 492,6; 510,7; 528,8$ и $547,0$ мм.

толщину вытеснения пограничного слоя над источником δ_{1s} , а амплитуда спектральной плотности V нормирована на скорость на внешней границе пограничного слоя.

5. НАЧАЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ ВОЗМУЩЕНИЙ И ДИСПЕРСИОННЫЕ КРИВЫЕ

5.1. Амплитудные и фазовые спектры

На рис. 7 показаны типичные распределения логарифмов амплитуд спектральных мод вниз по потоку для нескольких фиксированных значений поперечного волнового числа $\beta' \delta_{1s}$. Видно, что для всех $\beta' \delta_{1s}$ наблюдается экспоненциальное поведение амплитуд волн неустойчивости. Это свойство позволяет сделать простую экстраполяцию амплитуд на положение источника и восстановить начальное значение спектральных амплитуд V_s в положении источника. Один из результатов, полученных при амплитуде возбуждения $E_s = 2,5$ В при использовании главным образом линейной экстраполяции, показан на рис. 8, а (точки 1). Было обнаружено, что между результатами, полученными различными методами экстраполяции и при различных амплитудах возбуждения, существенного различия нет.

Сечения фазовых частей спектров, показанных на рис. 6, позволяют получить распределения вниз по потоку фазы возмущений вдоль линий $\beta' \delta_{1s} =$

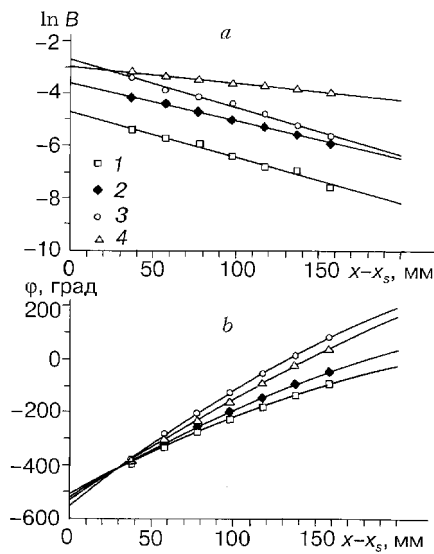


Рис. 7. Примеры экстраполяции спектральных амплитуд (а) и фаз (б) в положение источника для нескольких значений безразмерного поперечного волнового числа.
1 - 4 — $\beta' \delta_s = -0,283, -0,212, 0,071$ и $0,212$.

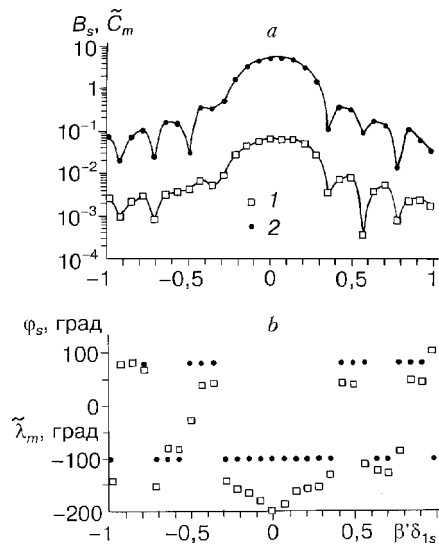


Рис. 8. Начальный спектр волн неустойчивости (1) и спектр вибраций (2).
а — амплитудная часть, б — фазовая часть.

= const. Установлено, что зависимости $\varphi(x)$, полученные для каждого фиксированного значения $\beta' \delta_s$, представляют собой почти прямые линии с незначительной кривизной (см. рис. 7, б), поэтому для определения начального фазового спектра использовалась не линейная, а параболическая экстраполяция. Пример начальных фаз спектральных мод в положении вибратора φ_s , полученных параболической экстраполяцией, показан на рис. 8, б (точки 1).

5.2. Начальные дисперсионные функции

Дисперсионные кривые $\alpha'_r(\beta')$ волн неустойчивости, найденные над источником, необходимы для проведения сечения двумерного спектра формы мембраны (см. раздел 3) для последующего определения функций восприимчивости (см. раздел 6). Эта процедура необходима для того, чтобы выбрать из сплошного волнового спектра вибратора (см. рис. 4) “резонансные” моды, т. е. моды, имеющие такие же продольные и поперечные волновые числа, что и собственные моды неустойчивости, развивающиеся в пограничном слое.

Было использовано два метода определения дисперсионной кривой в положении источника: в первом случае распределение $\alpha'_r(\beta')$ определялось при помощи линейной аппроксимации дисперсионных функций из трех ближайших к источнику положений ($x'_1 = 439,2$, $x'_2 = 456,3$ и $x'_3 = 474,5$ мм), во втором дисперсионная функция $\alpha'_r(\beta')$ была определена при помощи формулы $\alpha'_r = (\partial \varphi_p / \partial x') x' = x'_s$, где $\varphi_p(x')$ есть результат параболической аппроксимации распределений фаз вниз по потоку. Оба варианта показаны на рис. 9. Видно, что отличие между двумя используемыми методами довольно слабое. Тем не менее для сечения двумерного волнового спектра формы вибратора были и использованы оба варианта этой функции, и результаты были осреднены.

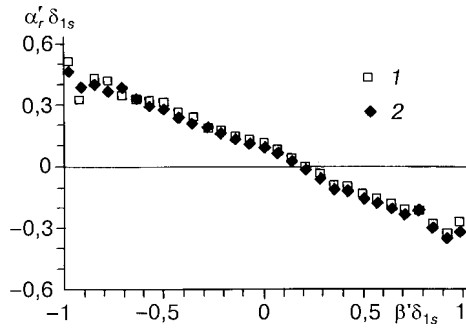


Рис. 9. Дисперсионные кривые, полученные экстраполяцией в положении вибратора.
1 — линейная, 2 — параболическая экстраполяция.

5.3. “Резонансные” моды в спектре вибраций

Спектр вибраций поверхности, определенный из двумерного спектра вибраций посредством отбора “резонансных” (соответствующих дисперсионной функции) мод, приведен на рис. 8, где амплитудная часть спектра вибраций \tilde{C}_m и фазовая часть спектра $\tilde{\lambda}_m$ показаны точками 2. Интересно отметить, что форма спектра вибраций мембраны и форма начального спектра волн неустойчивости (см. рис. 8) очень похожи несмотря на то, что спектр вибраций получен из измерений смещения мембраны в процессе ее колебаний, а начальный спектр волн неустойчивости определен из измерений возмущений скорости, развивающихся в пограничном слое (с последующей экстраполяцией на положение источника). Сходство этих двух спектров является косвенным свидетельством корректности используемой процедуры экспериментального определения функции восприимчивости.

6. КОМПЛЕКСНЫЕ ФУНКЦИИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ

Комплексная функция восприимчивости

$$G_{r1}(\alpha'_r, \beta') = G_r(\alpha'_r, \beta') \exp[i\varphi_r(\alpha'_r, \beta')]$$

(где G_r и φ_r являются вещественными) определена следующим образом:

$$G_{r1}(\alpha'_r, \beta') = B_{s1}(\alpha'_r, \beta') / C_{m1}(\alpha'_r, \beta'),$$

где

$$B_{s1}(\alpha'_r, \beta') = B_s(\alpha'_r, \beta') \exp[i\varphi_s(\alpha'_r, \beta')]$$

есть комплексный начальный спектр волн неустойчивости поперечного течения, т. е.

$$G_r(\alpha'_r, \beta') = B_s(\alpha'_r, \beta') / C_m(\alpha'_r, \beta')$$

и

$$\varphi_r(\alpha'_r, \beta') = \varphi_s(\alpha'_r, \beta') - \lambda_m(\alpha'_r, \beta').$$

Принимая во внимание дисперсионную зависимость $\alpha'_r(\beta')$ (см. рис. 9), можно отметить, что функция восприимчивости фактически является функцией только от β' . Понятно, что комплексная функция восприимчивости G_{r1} зависит также от частоты возмущения и основных параметров течения, которые в данном эксперименте были фиксированны.

Используя экспериментальные величины, показанные на рис. 8 для определения амплитудной части функции восприимчивости $G_r(\beta') = B_s(\beta') / \tilde{C}_m(\beta')$ и фазовой части $\varphi_r(\beta') = \varphi_s(\beta') - \tilde{\lambda}_m(\beta')$, находим комплексные коэффициенты восприимчивости. Все точки, полученные с помощью различных способов и методик анализа данных, были осреднены отдельно для двух амплитуд вибратора. Результирующие функции восприимчивости представлены на рис. 10 для

Рис. 10. Комплексная функция восприимчивости течения к локализованным вибрациям поверхности.

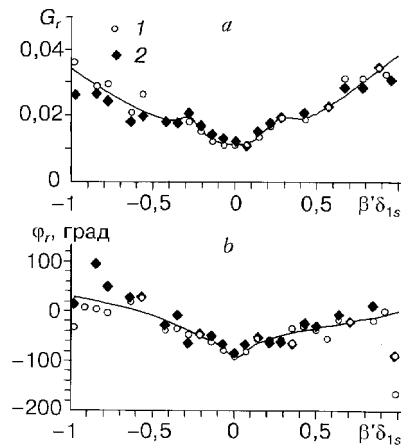
1, 2 — $E_s = 2,5$ и $2,0$ В.

обеих исследованных амплитуд возбуждения. Сравнение двух наборов точек (для $E_s = 2,5$ и $2,0$ В) свидетельствует о том, что, во-первых, повторяемость полученных данных довольно хорошая (особенно для поперечных волновых чисел, лежащих между значениями $\pm 0,5$), а во-вторых, в пределах экспериментальной точности не обнаружено влияния амплитуд вибраций на функцию восприимчивости.

Установлено, что для условий настоящих экспериментов комплексная функция восприимчивости почти симметрична. Наименьшая амплитуда восприимчивости наблюдается для квазидвумерных волн с $\beta'\delta_{1s} = 0$. Затем амплитуда восприимчивости растет с увеличением абсолютного значения поперечного волнового числа и далее имеет “полочки” в областях $|\beta'\delta_{1s}| \approx \pm 0,4$, где моды неустойчивости поперечного течения близки к наиболее неустойчивым (см. [9, 10]). Значения амплитуд восприимчивости в области этих поперечных волновых чисел почти в два раза больше соответствующих значений для квазидвумерных мод ($\beta'\delta_{1s} = 0$). При увеличении модуля поперечного волнового числа $\beta'\delta_{1s}$ от 0 до $\sim 0,3$ возрастание амплитуд восприимчивости совпадает с ростом инкрементов волн неустойчивости (см. [9, 10]). Поэтому в случае плоского спектра формы вибратора (не зависящего от $\beta'\delta_{1s}$) амплитуды волн неустойчивости, наблюдаемые в фиксированной точке пространства вниз по потоку от вибратора, быстро бы нарастали при увеличении их поперечного волнового числа $\beta'\delta_{1s}$ от нуля до указанного значения.

Для значений $|\beta'\delta_{1s}| \geq 0,4$ амплитуды восприимчивости снова начинают расти монотонным образом. Отметим, что в этой области инкременты нарастания мод неустойчивости уменьшаются по мере роста $|\beta'\delta_{1s}|$ (см. [9, 10]) и нарастание амплитуд восприимчивости конкурирует с этим уменьшением. В результате в случае спектра формы вибратора, не зависящего от $\beta'\delta_{1s}$, амплитуды возбуждаемых им волн неустойчивости могли бы даже возрастать с $|\beta'\delta_{1s}|$ в фиксированном положении вниз по потоку, несмотря на то, что их инкременты нарастания уменьшаются с ростом $\beta'\delta_{1s}$. Таким образом, благодаря влиянию функции восприимчивости наиболее интенсивные волны неустойчивости могут иметь большие значения поперечных волновых чисел (т. е. меньшие поперечные масштабы), чем у наиболее неустойчивых мод.

Полученные значения амплитуд восприимчивости для наиболее неустойчивых мод ($G_r \approx 0,02$) означают, что амплитуда вибраций величиной около 5 % от толщины вытеснения пограничного слоя (т. е. в настоящих экспериментах около 50 мкм) должна порождать волну неустойчивости с амплитудой $\sim 0,1$ %. Это близко к результату, который был получен теоретически Федоровым [1] для нулевой частоты вибраций (т. е. для поверхностной неоднородности) при других параметрах возмущения и течения. Общая форма амплитудной части функции восприимчивости (рис. 10, а) довольно похожа на функцию, рассчитанную для нулевой частоты вибраций в работе [2] при других параметрах течения, отличных от используемых в настоящих экспериментах. Опытная кривая для амплитуд восприимчивости согласуется с резуль-



том расчета Д. Крауча [13] для случая локализованных вибраций поверхности при параметрах течения и возмущения, близких к параметрам проведенного в данной работе эксперимента.

В наших условиях фаза функции восприимчивости является также почти симметричной относительно точки $\beta'\delta_{1s} = 0$ и имеет монотонное поведение в зависимости от $|\beta'\delta_{1s}|$. Сдвиг фазы между вибрациями и порожденными модами неустойчивости медленно растет по мере увеличения абсолютного значения поперечного волнового числа. Скорость этого роста уменьшается с увеличением $|\beta'\delta_{1s}|$. Фазовый сдвиг между квазидвумерными ($\beta'\delta_{1s} = 0$) и наиболее неустойчивыми ($|\beta'\delta_{1s}| \approx 0,4$) модами составляет около 70° .

Фазовая часть коэффициентов восприимчивости имеет существенное значение на нелинейных стадиях перехода на скользящем крыле, по крайней мере, в двух случаях. Во-первых, эти сдвиги существенно влияют на локальные амплитуды возмущений, которые могут быть очень высокими в случае синфазной суперпозиции порождаемых мод неустойчивости. Например, в случае стационарных вихрей поперечного течения такая синфазная суперпозиция может порождать (локально) очень интенсивные слои сильного сдвига, что может ускорять процесс вторичной неустойчивости и разрушения ламинарного пограничного слоя. Во-вторых, фазовые соотношения между спектральными модами очень важны для предсказываемых теорией резонансных взаимодействий различных мод неустойчивости. Эти резонансы могут существенно влиять на ламинарно-турбулентный переход и либо реализовываться, либо нет в зависимости от начальных сдвигов фаз между взаимодействующими волнами.

В заключение сформулируем основные результаты работы.

1. Показано, что выбранный метод экспериментального исследования восприимчивости пограничного слоя скользящего крыла к вибрациям поверхности обеспечивает возможность получения функций восприимчивости, которые не зависят от конкретной формы локализованных вибраций поверхности.

2. В результате проведенных экспериментов определены комплексные коэффициенты восприимчивости (амплитуды и фазы) для различных нормальных мод частотно-волнового спектра.

3. Полученные данные можно напрямую количественно сопоставлять с теориями восприимчивости и использовать для верификации расчетных методов.

Работа выполнена при поддержке компании Boeing International Inc. в рамках соглашения № 106 с ИТПМ СО РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Федоров А.В. Возбуждение волн неустойчивости вторичного течения в пограничном слое на скользящем слое // ПМТФ. — 1988. — № 5. — С. 46–52.
2. Crouch J.D. Receptivity of three-dimensional boundary layers. — AIAA Paper No. 93-0074, 1993.
3. Bertolotti F.P. On the birth and evolution of disturbances in three-dimensional boundary layers // Nonlinear Instability and Transition in Three-Dimensional Boundary Layers / Eds. P.W. Duck and P. Hall. — Dordrecht: Kluwer, 1996. — P. 247–256.
4. Saric W.S., Yeates L.G. Generation of crossflow vortices in a three-dimensional flat-plane flow // Laminar-Turbulent Transition / Ed. V.V. Kozlov. — Berlin et al.: Springer-Verlag, 1984. — P. 429–437.
5. Nitschke-Kowsky B., Bippes H. Instability and transition of a three-dimensional boundary layer on a swept flat plane // Phys. Fluids. — 1988. — Vol. 31. — P. 786.
6. Качанов Ю.С., Тарарыкин О.И., Федоров А.В. Экспериментальное моделирование пограничного слоя на скользящем крыле в области формирования вторичного течения // Изв. СО АН СССР. Сер. тех. наук. — 1989. — Вып. 3. — С. 44.

7. Качанов Ю.С., Тарарькин О.И., Федоров А.В. Исследование устойчивости к стационарным возмущениям пограничного слоя на модели скользящего крыла // Там же. — 1990. — Вып. 5. — С. 11 – 21.
8. Kachanov Y.S., Tararykin O.I. The experimental investigation of stability and receptivity of a swept-wing flow // Laminar-Turbulent Transition / Eds. D. Arnal, R. Michel. — Berlin: Springer-Verlag, 1990. — P. 499 – 509.
9. Gaponenko V.R., Ivanov A.V., Kachanov Y.S. Experimental study of cross-flow instability of a swept-wing boundary layer with respect to traveling waves // Laminar-Turbulent Transition / Ed. R. Kobayashi. — Berlin: Springer-Verlag, 1995. — P. 373 – 380.
10. Гапоненко В.Р., Иванов А.В., Качанов Ю.С. Экспериментальное исследование устойчивости пограничного слоя скользящего крыла по отношению к нестационарным возмущениям // Теплофизика и аэромеханика. — 1995. — Т. 2, № 4. — С. 333 – 359.
11. Ivanov A.V., Kachanov Y.S. A method of study of the stability of 3D boundary layers using a new disturbance generator // Int. Conf. Method of Aerophys. Res. Proc. Part 1. — Novosibirsk: Ins. Theor. & Appl. Mech., 1994. — P. 125 – 130.
12. Иванов А.В., Качанов Ю.С. Возбуждение и развитие пространственных пакетов волн неустойчивости в трехмерном пограничном слое // Теплофизика и аэромеханика. — 1994. — Т. 1, № 4. — С. 293 – 312.
13. Crouch J.D. Private communication. October, 1994.

Статья поступила в редакцию 9 июня 1997 г.