

УДК 532.526

**ТРЕХМЕРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ АВТОМОДЕЛЬНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПАРАМЕТРОМ ХАРТРИ. 1. ВОЛНОВЫЕ ПОЕЗДА**

**Ю.С. КАЧАНОВ, Д.Б. КОПЦЕВ**

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
Новосибирск*

Работа посвящена экспериментальному исследованию законов развития трехмерных волн неустойчивости малой амплитуды в автомоделном двумерном пограничном слое при наличии неблагоприятного градиента давления. На первом этапе с помощью специально сконструированной ложной стенки переменной геометрии вдоль поверхности плоской пластины реализовано автомоделное погранслоное течение с постоянным значением параметра градиента давления (Хартри). Характеристики этого течения подробно исследованы как в потенциальном потоке, так и внутри пограничного слоя. Далее с помощью вибратора в потоке возбуждались локализованные по размаху модели и гармонические во времени волны неустойчивости (волновые поезда). Подробно исследована их эволюция вниз по потоку при различных частотах возбуждения. Полученная количественная информация о законах развития трехмерных возмущений в таком течении представляет собой экспериментальный базис для сопоставления с расчетами и с предыдущими экспериментальными результатами, полученными для безградиентного течения.

**ВВЕДЕНИЕ**

Наиболее существенные результаты в экспериментальном изучении проблемы количественного исследования трехмерной устойчивости пограничных слоев были получены в работе [1] для случая пограничного слоя на плоской пластине. Полный набор характеристик устойчивости пограничного слоя Блазиуса по отношению к нормальным (т. е. гармоническим во времени и пространстве) трехмерным модам Толлмина — Шлихтинга, наклоненным под различными углами к направлению потока, был впервые получен в [2 – 4]. Последующие более подробные экспериментальные исследования характеристик трехмерной устойчивости пограничного слоя Блазиуса, включая эффекты непараллельности течения и сопоставление различных критериев трехмерной неустойчивости, были проведены в [5 – 8]. Ряд количественных характеристик трехмерной линейной устойчивости пограничного слоя на плоской пластине был также недавно получен в водном потоке в экспериментах [9, 10]. В этих работах применялась методика исследований, схожая с методикой [2 – 4], с возбуждением в пограничном слое волновых поездов при помощи локализованного источника, имеющего весьма оригинальную конструкцию. Подробные экспериментальные данные по устойчивости течения к нормальным модам, наклоненным под различными углами к потоку, были получены недавно и в трехмерном пограничном слое на модели скользящего крыла [11 – 15]. В то же время аналогичных количественных измерений в пограничном слое с неблагоприятным градиентом давления до настоящего времени не проводилось.

После первых качественных экспериментов Шубауэра и Скрэмстеда [16], где впервые было показано дестабилизирующее влияние положительного градиента давления, наиболее подробные исследования развития трехмерных возмущений в такого вида течениях проводились двумя экспериментальными группами, работающими в Дельфтском технологическом университете (Нидерланды) [17, 18] и в Тель-Авивском университете (Израиль) [19]. Как и в настоящей работе, этими коллективами было смоделировано течение в пограничном слое с неблагоприятным градиентом давления и постоянным параметром Хартри  $\beta_H$ , равным  $-0,14$  в [17, 18] и  $-0,10$  в [19], и получен ряд важных результатов, характеризующих процесс перехода в таких течениях. (Отметим, что исследование *автомодельного* течения весьма удобно с точки зрения интерпретации полученных результатов и их сопоставления с расчетами.) Вместе с тем авторы работ [17 – 19] не преследовали цели количественного изучения линейной устойчивости течения к трехмерным нормальным модам. В [17, 18] изучалось развитие процесса перехода в условиях “естественных” возмущений, и получение характеристик устойчивости течения по отношению к трехмерным нормальным модам не было возможным. В экспериментах [19] изучалась эволюция волновых пакетов и турбулентных пятен (т. е. возмущений большой амплитуды, локализованных и во времени и в пространстве) интегрально по частотно-волновому спектру. Характеристики трехмерной устойчивости в этих исследованиях также не изучались.

Таким образом, в исследованиях, описываемых в данной работе, ставились следующие задачи. Экспериментально смоделировать автомодельное пограничное течение с неблагоприятным градиентом давления. В условиях контролируемого эксперимента провести количественное изучение законов развития волновых пакетов в этом течении при различных частотах возбуждения. Сопоставить полученные результаты с данными предшествующих измерений, проведенных в пограничном слое Блазиуса. Создать экспериментальный базис для последующего более углубленного анализа и получения основных характеристик устойчивости исследуемого течения по отношению к трехмерным нормальным волнам, наклоненным под различными углами к направлению потока.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проводились в дозвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-324 Института теоретической и прикладной механики СО РАН. Рабочая часть трубы имеет длину 4 м и квадратное сечение с размерами  $1 \times 1$  м. В условиях эксперимента степень турбулентности в рабочей части не превышала  $0,02\%$  в диапазоне частот возмущений выше 1 Гц.

Схема экспериментальной модели показана на рис. 1. Градиентный пограничный слой создавался на плоской пластине 2 с эллиптическим носиком [20] шириной 995, длиной 1485 и толщиной 12 мм, смонтированной в рабочей части аэродинамической трубы горизонтально под нулевым углом атаки. С целью создания возможности управления углом захода потока на носик модели пластина была снабжена закрылком 3. Для получения над поверхностью пластины необходимого положительного градиента давления использовалась ложная стенка регулируемой геометрии 6, которая крепилась к потолку рабочей части. В качестве материала стенки применялся лист оргстекла толщиной 3 мм, снабженный поперечными ребрами жесткости, выполненными из алюминиевого уголка. Крепления стенки 7 представляли собой тонкие планки различной длины, которые с одной стороны шарнирно соединялись с двумя силовыми швеллерами, жестко прикрепленными к потолку, а с другой — с помощью размещенных на них скользящих зажимов фиксировали стенку на определенном расстоянии от поверхности пластины. Расположенные симмет-

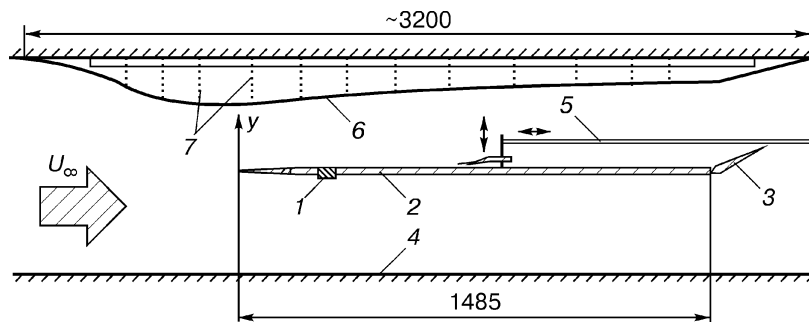


Рис. 1. Схема экспериментальной модели.

1 — источник возмущений, 2 — пластина, 3 — закрылок, 4 — стенка рабочей части, 5 — координатный механизм, 6 — ложная стенка, 7 — крепежные планки.

рично относительно центральной линии потолка 24 крепления позволяли в широком диапазоне варьировать форму ложной стенки.

Принципиальная схема измерений показана на рис. 2. Для введения в пограничный слой трехмерных возмущений использовался пневматический вибратор [21], смонтированный заподлицо с поверхностью на оси пластины ( $z = 0$ ) на расстоянии  $x = 287$  мм вниз по потоку от передней кромки. Мембрана вибратора приводилась в движение пульсациями давления, передаваемыми по пластиковой пневмотрассе от закрытого крышкой динамического громкоговорителя. Амплитуда сигнала, подаваемого на динамик с генератора через усилитель мощности, контролировалась вольтметром.

Измерения средней и пульсационной составляющих скорости потока проводились при помощи термоанемометра постоянного сопротивления 55M10 фирмы DISA с линейризатором 55D10. Однониточным датчиком термоанемометра измерялась продольная компонента скорости течения. Сигнал на выходе линейризатора, пропорциональный величине средней скорости потока, регистрировался интегрирующим цифровым вольтметром В7-16 и подавался на порт  $Ain 0$  АЦП MacADIOS-adio, соединенный с ЭВМ Macintosh LC II. После блока фильтров 55D25, отфильтровывающих высокочастотные тепловые шумы измерительного моста и постоянную составляющую (ниже

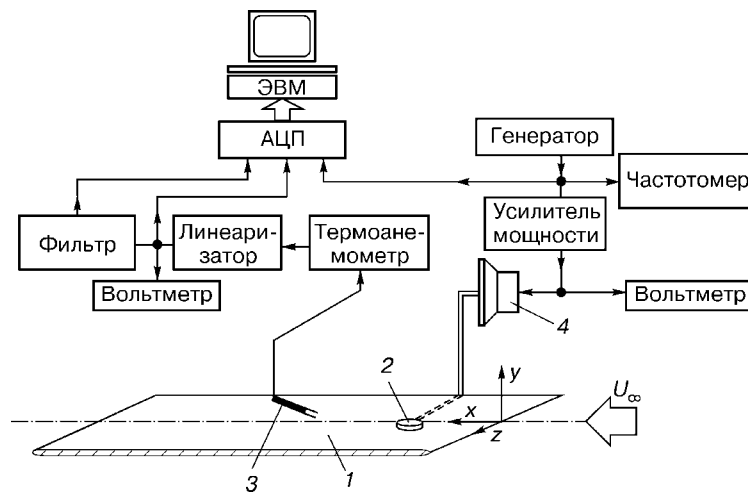


Рис. 2. Принципиальная схема измерений.

1 — пластина, 2 — вибратор, 3 — датчик термоанемометра, 4 — динамик.

1 Гц), сигнал подавался на порт Ain 1 АЦП. Переменная составляющая сигнала осреднялась по 20 реализациям синхронно с опорным сигналом. Каждая из реализаций содержала 10 периодов основной частоты по времени. После фурье-преобразования осредненного сигнала, вводимого по первому каналу, определялись средние по всем 10 периодам амплитуда и фаза на основной частоте. Поэтому фактически осреднение производилось по 200 периодам основной частоты. Таким образом, в каждой точке измерений регистрировались три величины: средняя по времени скорость потока, амплитуда и фаза гармонических во времени колебаний скорости потока. Для синхронизации вводимых сигналов на порт Aout подавался сигнал с генератора звуковой частоты ГЗ-34, питавшего динамик.

Основные измерения проводились в диапазоне продольной координаты  $x$  от 260 до 620 мм и поперечной координаты  $z$  от  $-140$  до  $+140$  мм. В ряде измерений безразмерное расстояние по нормали к поверхности было фиксированным и составляло  $y/\delta_1 = 0,86$ , где  $\delta_1$  — толщина вытеснения пограничного слоя. Это расстояние соответствует безразмерной скорости течения  $U/U_0 = 0,45$  и близко к положению внутреннего максимума в амплитудных профилях волн неустойчивости (см. раздел 3.2). В других измерениях расстояние от стенки варьировалось (см. раздел 3.4).

Скорость набегающего потока в экспериментах была постоянной:  $U_\infty = 9,1$  м/с. На внешней границе пограничного слоя этой величине соответствовали скорости  $U_0 = 9,0$  м/с в контрольной точке ( $x = 260$  мм) и  $U_0 = 8,68$  м/с в центре области основных исследований устойчивости течения при  $x = 520$  мм (см. ниже).

Измерения проводились при частотах возбуждаемых волн неустойчивости  $f_1 = 55,1$ ,  $f_2 = 81,4$  и  $f_3 = 109,1$  Гц, что при  $x = 520$  мм (в центре области автомодельного течения) соответствует частотным параметрам  $F_1 = 74,0 \cdot 10^{-6}$ ,  $F_2 = 106,8 \cdot 10^{-6}$ ,  $F_3 = 143,1 \cdot 10^{-6}$ , где  $F = 2\pi\nu f/U_0^2$  и  $\nu$  — кинематическая вязкость воздуха, равная в условиях эксперимента  $1,57 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с.

## 2. ХАРАКТЕРИСТИКИ СРЕДНЕГО ПОТОКА

### 2.1. Структура потенциального течения

Течение с постоянным параметром  $\beta_H$  является автомодельным и соответствует семейству решений уравнения Фокнера — Скэн, впервые исследованных Хартри [22]. Продольное распределение скорости потенциального потока в таком течении описывается формулой

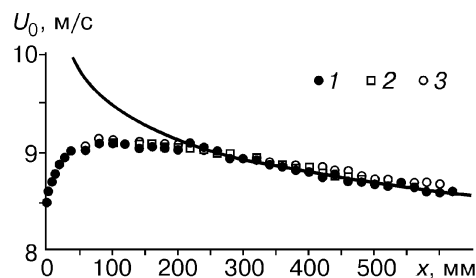
$$U_0(x) = Cx^m, \quad (1)$$

где  $C$  — константа и

$$m = \frac{\beta_H}{2 - \beta_H}. \quad (2)$$

Поскольку неблагоприятный градиент давления соответствует отрицательным значениям параметров  $\beta_H$  и  $m$ , то ясно, что в условиях данных экспериментов течение не могло быть автомодельным при всех значениях координаты  $x$ , так как в окрестности передней кромки модели скорость в этом случае должна была стремиться к бесконечности. Поэтому при экспериментальном моделировании автомодельного течения с неблагоприятным градиентом давления ставилась задача обеспечить постоянство параметра Хартри только в области, достаточно удаленной от передней кромки (см. ниже).

Рис. 3. Зависимость средней скорости потенциального потока от продольной координаты.  
 1 —  $z = -100$ , 2 — 0; 3 — 100 мм; линия — теория для  $\beta_H = -0,115$ .



Первоначальная форма ложной стенки была определена на основе приближенных расчетов невязкого течения в канале между стенкой и пластиной, базирующихся на формуле (1).

Затем в процессе экспериментов необходимое распределение давления над пластиной было получено методом последовательных итераций с помощью изменения геометрии ложной стенки и положения закрылка. При этом для каждой новой геометрии проводилось измерение распределения скорости потенциального потока по продольной координате, которое сопоставлялось с расчетным (1), соответствующим постоянному значению параметра Хартри  $\beta_H$ .

В результате получено потенциальное течение, соответствующее (в определенном диапазоне продольной координаты  $x$ ) постоянному параметру градиента давления  $\beta_H = -0,115$ . Продольные распределения скорости потенциального потока, измеренные на расстоянии  $y = 8,0$  мм от поверхности пластины для трех значений поперечной координаты  $z$ , приведены на рис. 3. Здесь же линией изображена теоретическая зависимость (1). Видно, что хорошее соответствие между расчетной кривой и экспериментальными точками наблюдается в достаточно протяженной области по оси  $x$ , начиная от  $x = 220$  мм и кончая последней точкой диапазона основных измерений при  $x = 620$  мм. Рисунок также показывает, что в пределах точности измерений полученное течение является двумерным, т. е. не зависит от координаты  $z$ .

## 2.2. Структура течения в пограничном слое

На рис. 4, *a* приведено типичное распределение по нормали к поверхности безразмерной средней скорости потока (нормированной на локальную скорость потока на границе пограничного слоя), измеренное в центре исследуемой области автомодельного течения ( $x = 520$  мм) на оси модели ( $z = 0$ ). Значения координаты  $y$  безразмерены на локальную толщину вытеснения пограничного слоя  $\delta_1$ . Здесь же для сравнения приведены теоретический профиль для течения с  $\beta_H = -0,115$  (расчет Б.В. Смородского) и профиль Блазиуса ( $\beta_H = 0$ ). Видно, что экспериментальный профиль хорошо согласуется с расчетным и заметно отличается от профиля Блазиуса. Согласование с расчетом подтверждает вывод, сделанный в предыдущем разделе, о локальном соответствии исследуемого течения автомодельному с параметром Хартри  $\beta_H = -0,115$ . В этом течении профиль средней скорости имеет точку перегиба (что особенно хорошо видно при сравнении с профилем Блазиуса), положение которой для теоретического профиля соответствует  $U/U_0 = 0,42$  ( $y/\delta_1 = 0,8$ ).

Зависимость формы профилей скорости от продольной и поперечной координаты иллюстрируется на рис. 4, *b*, где приведено несколько распределений, измеренных для различных значений координат  $x$  и  $z$  в диапазоне  $x = 340 - 620$  мм. Линией показан теоретический профиль для  $\beta_H = -0,115$ . Видно, что в безразмерных координатах все экспериментальные профили практически сливаются друг с другом и хорошо согласуются с расчетным, что также свидетельствует в пользу автомодельности исследуемого пограничного течения в указанной области значений продольной координаты.

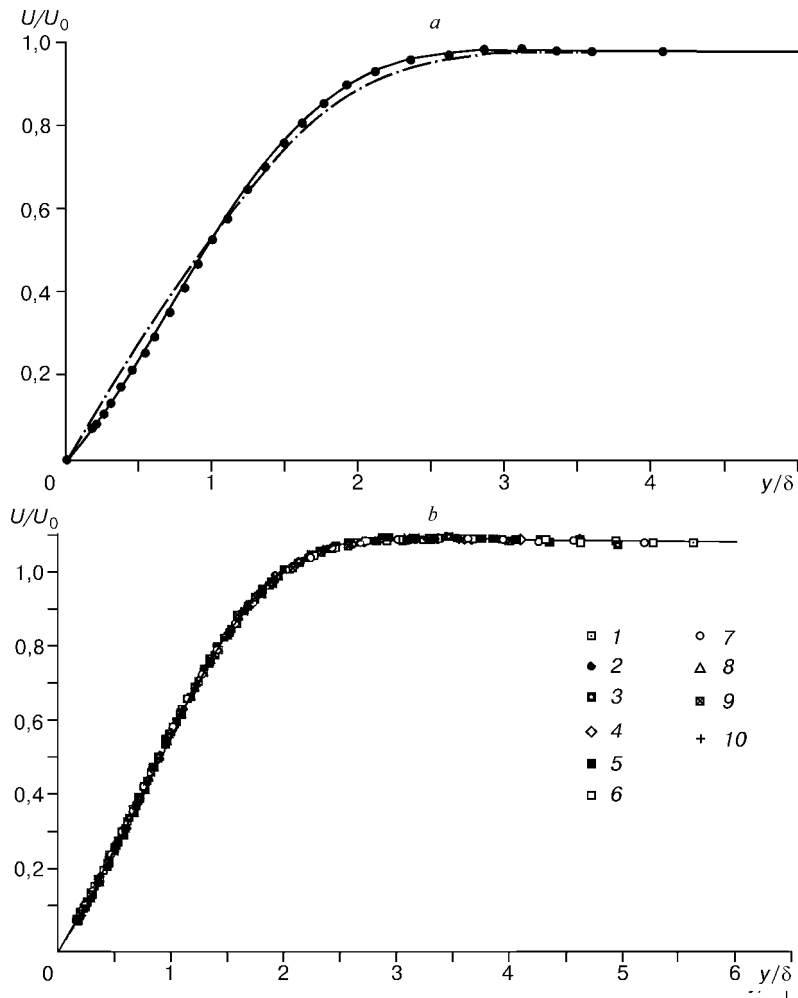


Рис. 4. Профили средней скорости потока по нормали к поверхности.  
*a*: точки — настоящий эксперимент ( $z = 0, x = 520$  мм), сплошная линия — теория для  $\beta_H = -0,115$ , штрихпунктир — профиль Блазиуса ( $\beta_H = 0$ ); *b*: 1–5 —  $z = 0, x = 340, 380, 420, 560, 620$  мм; 6, 7 —  $x = 380, z = 10, 20$  мм; 8–10 —  $x = 560$  мм,  $z = 20, 40, 60$  мм; линия — теория для  $\beta_H = -0,115$ .

Более точными критериями формы профилей средней скорости являются интегральные параметры пограничного слоя, в частности формпараметр  $H = \delta_1/\delta_2$  (где  $\delta_2$  — толщина потери импульса). На рис. 5 приведена зависимость толщины вытеснения  $\delta_1$  (определенной в эксперименте интегрированием профилей, приведенных на рис. 4, *b*) от продольной координаты  $x$  в сравнении с законом Блазиуса (линия). Как и

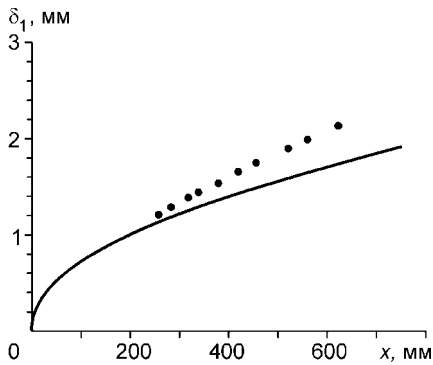
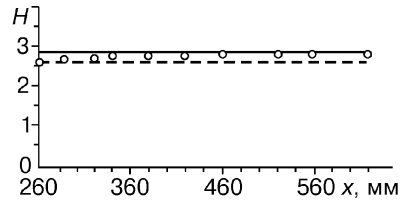


Рис. 5. Толщина вытеснения пограничного слоя  $\delta_1$  в зависимости от продольной координаты.  
 Точки — данный эксперимент, линия — закон Блазиуса ( $\beta_H = 0$ ).

Рис. 6. Формпараметр  $H$  в зависимости от продольной координаты.

Точки — данный эксперимент, сплошная линия — теория для  $\beta_H = -0,115$ , пунктирная — теория для  $\beta_H = 0$ .



следовало ожидать, неблагоприятный градиент давления приводит к существенно более быстрому нарастанию толщины пограничного слоя по сравнению с безградиентным случаем.

Продольное распределение экспериментально определенного формпараметра пограничного слоя  $H$  показано на рис. 6. Сплошной и пунктирной линиями нанесены расчетные значения для  $\beta_H = -0,115$  и для безградиентного течения ( $\beta_H = 0$ ) соответственно. Видно, что неблагоприятный градиент давления приводит к увеличению значений  $H$  в сравнении со случаем пограничного слоя Блазиуса. “Предыстория” потока, однако, влияет на значения формпараметра довольно существенно. На начальном участке, между  $x = 260$  и  $420$  мм, он постепенно нарастает от значений, близких к 2,6 (течение Блазиуса), до 2,87 — значения, вычисленного для  $\beta_H = -0,115$ . В области  $x = 420 - 620$  мм ( $Re = U_0 \delta_1 / \nu = 924 - 1165$ ) формпараметр стабилизируется и его измеренные и вычисленные значения становятся весьма близки.

### 3. ЭВОЛЮЦИЯ ВОЛНОВЫХ ПОЕЗДОВ ВНИЗ ПО ПОТОКУ

#### 3.1. Развитие возмущений в волновом поезде вниз по потоку

Прежде чем перейти к описанию закономерностей развития возмущений в пограничном слое, необходимо сделать несколько замечаний.

В данном эксперименте в поток вводились возмущения малой амплитуды, возбуждение и развитие которых можно сравнивать с расчетами по линейной теории устойчивости. Критерием линейности возмущений является независимость пространственных распределений фаз и нормированных амплитуд волн неустойчивости от их начальной амплитуды.

Положение частотных параметров, определяющих область проведения эксперимента относительно “двумерной” кривой нейтральной устойчивости, рассчитанной Б.В. Смородским для условий настоящих экспериментов, показано на рис. 7. В связи с наличием градиента давления зависимости частотных параметров и числа Рейнольдса от  $x$  описываются различными законами. Поэтому линии, соответствующие на рис. 7 трем выбранным частотным параметрам, не являются прямыми, как может показаться в данном масштабе графика.

На рис. 8 представлена эволюция вниз по потоку амплитуд ( $a$ ) и фаз ( $b$ ) интегральных по волновому спектру возмущений, измеренных на оси волнового поезда ( $z = 0$ ). Значения амплитуд приведены в процентах от скорости потока на внешней границе пограничного слоя, определенной в точке  $x = 520$  мм, которая находится примерно в середине области экспоненциального роста (см. ниже). Измерения проводились на безразмерном расстоянии от поверхности пластины  $y/\delta_1 = 0,86$  ( $U/U_0 = 0,45$ ), при-

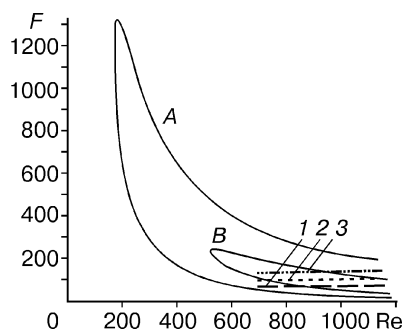


Рис. 7. Области значений исследованных параметров относительно кривых нейтральной устойчивости для двумерных возмущений.

$A - \beta_H = -0,115$ ,  $B$  — пограничный слой Блазиуса ( $\beta_H = 0$ );  
1 —  $f = f_1 = 55,1$  Гц, 2 —  $f = f_2 = 81,4$  Гц, 3 —  $f = f_3 = 109,1$  Гц.

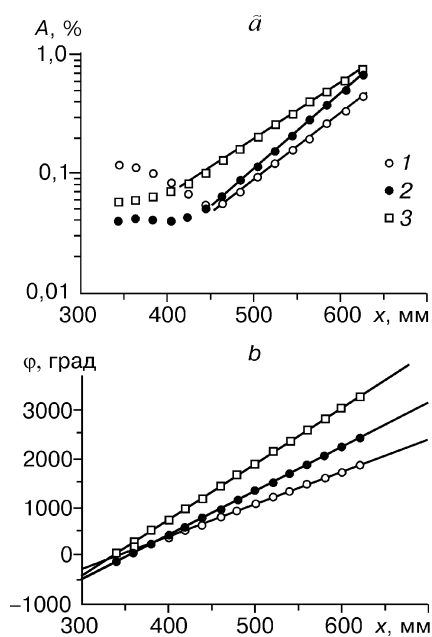


Рис. 8. Распределения амплитуд (а) и фаз (b) возмущений по продольной координате вдоль оси волнового поезда при  $y/\delta_1 = 0,86$ .

1 —  $f = f_1 = 55,1$  Гц, 2 —  $f = f_2 = 81,4$  Гц, 3 —  $f = f_3 = 109,1$  Гц; линия — экспоненциальная (а) и линейная (b) аппроксимация методом наименьших квадратов.

мерно соответствующем положению максимума амплитуд пульсаций скорости (см. ниже раздел 3.2) и точки перегиба в профиле средней скорости (см. раздел 2.2).

Из рис. 8, а видно, что в отличие от пограничного слоя Блазиуса [5], начиная с некоторых достаточно удаленных от источника сечений амплитуда интегральных возмущений нарастает экспоненциально (т. е. линейно в логарифмическом масштабе) для всех исследованных частот. В безградиентном течении поведение возмущений, возбуждаемых таким же вибратором при близких значениях частотных параметров,

было существенно сложнее [5]. Вдали от источника при низком частотном параметре возмущения были близки к нейтрально устойчивым, при среднем — сравнительно слабо нарастали, а при высоком — затухали.

Зависимость фаз возмущений от  $x$  хорошо аппроксимируется прямыми линиями (рис. 8, б). Линейность их поведения можно связать с доминированием невязких мод, скорости распространения которых должны быть близки для всех волн в волновом поезде (имеющих различные поперечные волновые числа) и к скорости потока в точке перегиба. Необходимо, однако, отметить, что в пограничном слое Блазиуса наблюдалась похожая закономерность, исключая область значений продольной координаты, находящуюся в непосредственной близости от источника возмущений [5]. Темп возрастания фазы (т. е. угол наклона прямой на рис. 8, б) увеличивается с частотным параметром вводимых возмущений, что соответствует росту характерного продольного волнового числа возмущений, т.е. уменьшению характерной длины волны.

Приведенные на рис. 8 распределения соответствуют энергонесущим модам в спектре по поперечным волновым числам. Экспоненциальное поведение их амплитуд и линейное поведение их фаз дают возможность, не прибегая к фурье-анализу, оценить такие характеристики этих мод, как инкременты нарастания  $-\alpha_r$ , продольные волновые числа  $\alpha_r$  и фазовые скорости  $C_x$  (в направлении оси  $x$ ). Ниже приведены результаты оценок данных величин (все величины обезразмерены на скорость среднего потока и толщину вытеснения в точке  $x = 520$  мм):

$F \cdot 10^6$	74,0	106,8	143,1
$-\alpha_r \delta_1$	0,025	0,029	0,021
$\alpha_r \delta_1$	0,229	0,313	0,394
$C_x / U_0$	0,335	0,361	0,385

Отметим, что характерные величины инкрементов нарастания в данном течении выше соответствующих величин для пограничного слоя Блазиуса почти на порядок, а значения фазовых скоростей наоборот довольно близки.



Наибольший инкремент наблюдается для среднего по величине частотного параметра, что указывает на близость к центральной части кривой нейтральной устойчивости (см. рис. 7).

### 3.2. Профили амплитуд и фаз возмущений по нормали к поверхности

Профили амплитуд и фаз возмущений в волновом поезде, измеренные на его оси ( $z = 0$ ) в точках  $x = 340$  и  $620$  мм (т. е. в начале и в конце исследованной области), приведены на рис. 9, I для всех исследованных частот. Видно, что профили нормированных на максимум амплитуд довольно похожи друг на друга. Они имеют вид, характерный для волн неустойчивости, но в отличие от случая течения с нулевым продольным градиентом давления [5] при смещении вниз по потоку (вдоль оси волнового поезда) наблюдается появление и рост второго максимума амплитуды (в области  $y/\delta_1 = 0,3$ ).

В среднем положение основного максимума амплитуд для всех частот примерно соответствует значению безразмерной средней скорости потока  $U/U_0 = 0,45$ . Это значение близко к положению точки перегиба в профилях средней скорости. Величина  $U/U_0 = 0,45$  примерно соответствует безразмерному расстоянию от поверхности  $y/\delta_1 = 0,86$ , которое и было выбрано в качестве расстояния для проведения основных измерений распределений амплитуд и фаз возмущений по поперечной координате с целью последующего получения характеристик устойчивости исследуемого течения по отношению к трехмерным возмущениям.

С ростом частоты относительная амплитуда второго максимума возрастает и при  $f = f_3 = 109,1$  Гц становится сравнимой с амплитудой основного максимума. С увеличением координаты  $x$  наблюдается тенденция к сдвигу профиля в направлении стенки, что характерно и для пограничного слоя Блазиуса [2, 5, 6]. Величины амплитуд в районе внешней границы пограничного слоя при этом существенно уменьшаются, что свидетельствует, по-видимому, о преобладании на поздних стадиях возмущений, наклоненных под малыми углами к потоку, и вырождении (или отставании в росте) сильно трехмерных мод. Дело в том, что в пограничном слое Блазиуса амплитуды возмущений в районе внешнего максимума обычно довольно велики в собственных функциях двумерных мод и быстро уменьшаются с ростом угла наклона волны к потоку [2, 6].

Форма фазовых профилей довольно сложным образом зависит от частоты и продольной координаты. При  $y/\delta_1 = 2,0 - 2,5$  отмечается скачок фазы, и чем больше частота возбуждающего сигнала, тем ближе к стенке он находится.

Профили амплитуд и фаз возмущений по  $y$  были также измерены на различных расстояниях (по  $z$ ) от оси пакета. Форма их, как было обнаружено, весьма разнообразна, что говорит о сложной интерференции волн неустойчивости, наклоненных под различными углами к потоку. В качестве иллюстрации на рис. 9, II приведены профили амплитуд и фаз возмущений для двух различных  $z$  и трех частот возмущения при фиксированном значении продольной координаты  $x = 440$  мм.

В профилях амплитуд (рис. 9, II, а) наблюдается, как правило, уменьшение величины максимума при движении от оси волнового поезда к краям. Форма профилей претерпевает изменения как для разных  $x$ , так и для различных частотных параметров (возникают двойные максимумы). В то же время, как и на оси волнового поезда, положение главного максимума довольно близко к точке  $y/\delta_1 = 0,86$ , использованной в основных измерениях распределений по размаху модели (см. раздел ниже).

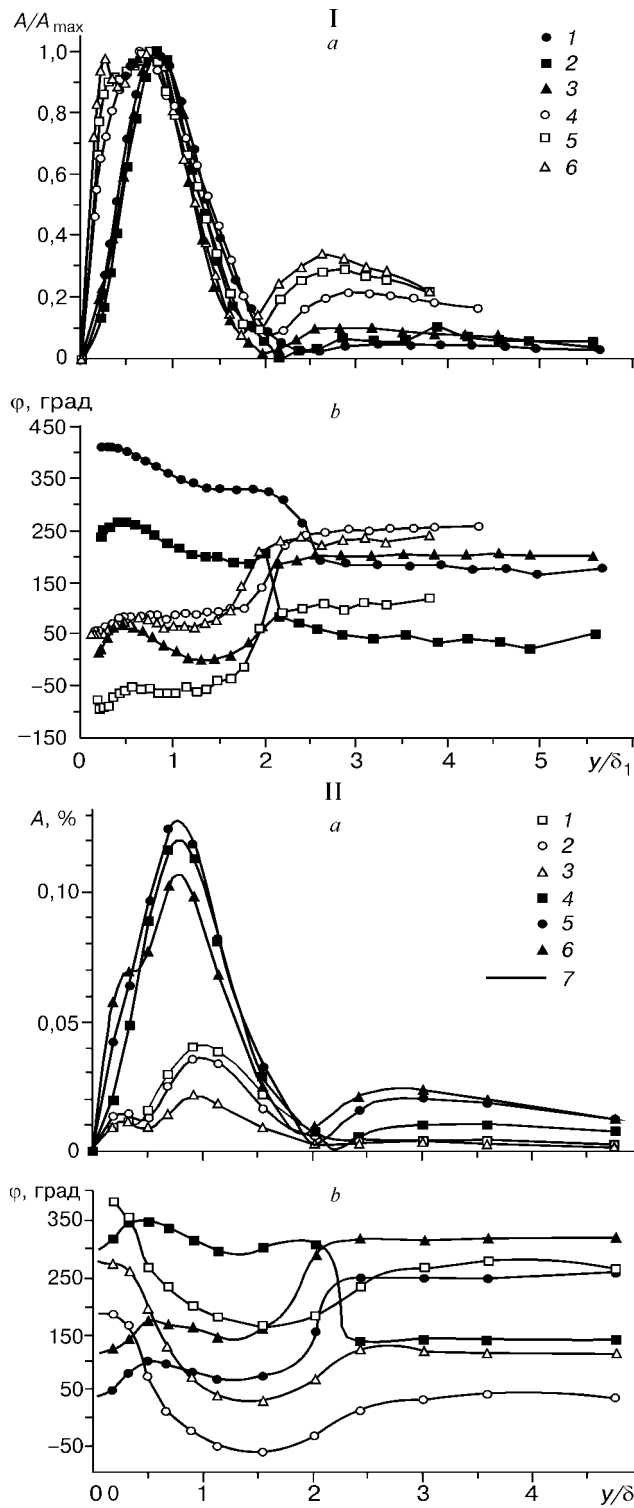


Рис. 9. Профили амплитуд (а) и фаз (б) возмущений по нормали к стенке на оси волнового поезда ( $z = 0$ ) (I) и при  $x = 400$  мм (II).

I: 1–3— $f = 55,1; 81,4; 109,1$  Гц,  $x = 340$  мм, 4–6— $f = 55,1; 81,4; 109,1$  Гц,  $x = 620$  мм. II: 1, 4— $f = f_1 = 55,1$  Гц,  $z = -40, -10$  мм, 2, 5— $f = f_2 = 81,4$ ,  $z = -40, -10$  мм, 3, 6— $f = f_3 = 109,1$  Гц,  $z = -40, -10$  мм, 7—комплексная интерполяция.

### 3.3. Эволюция пространственной структуры волновых поездов

Эволюция вниз по потоку распределений амплитуд и фаз возмущений по размаху модели для наибольшей ( $f_1$ ) и наименьшей ( $f_3$ ) из исследованных частот возмущений показана на рис. 10. Распределения почти симметричны относительно оси  $z = 0$  и имеют вид, характерный для волновых поездов, возбуждаемых круглой мембраной [5]. (Отметим, что величины фаз в распределениях, приведенных на рис. 10, *b* для разных значений координаты  $x$ , не “сшиты” друг с другом и разности этих значений не соответствуют на рисунках реально наблюдаемому нарастанию фаз вниз по потоку, показанному на рис. 8, *b*.)

Как и в безградиентном течении [5], для низкой частоты возмущений в распределениях амплитуд (рис. 10, I, *a*) наблюдаются два симметрично расположенных относительно начала координат максимума, удаляющиеся друг от друга с ростом  $x$ , а в промежутке между ними, начиная с первых сечений, располагается “полочка”. С ростом частоты высота максимумов относительно “полочки” уменьшается, и для наибольшей из исследованных частот (рис. 10, II, *a*) форма распределений принимает куполообразный вид. Зависимость формы поперечных распределений от частоты, а также законы их развития при движении вниз по потоку, по-видимому, объясняются действием механизмов как устойчивости, так и восприимчивости пограничного слоя.

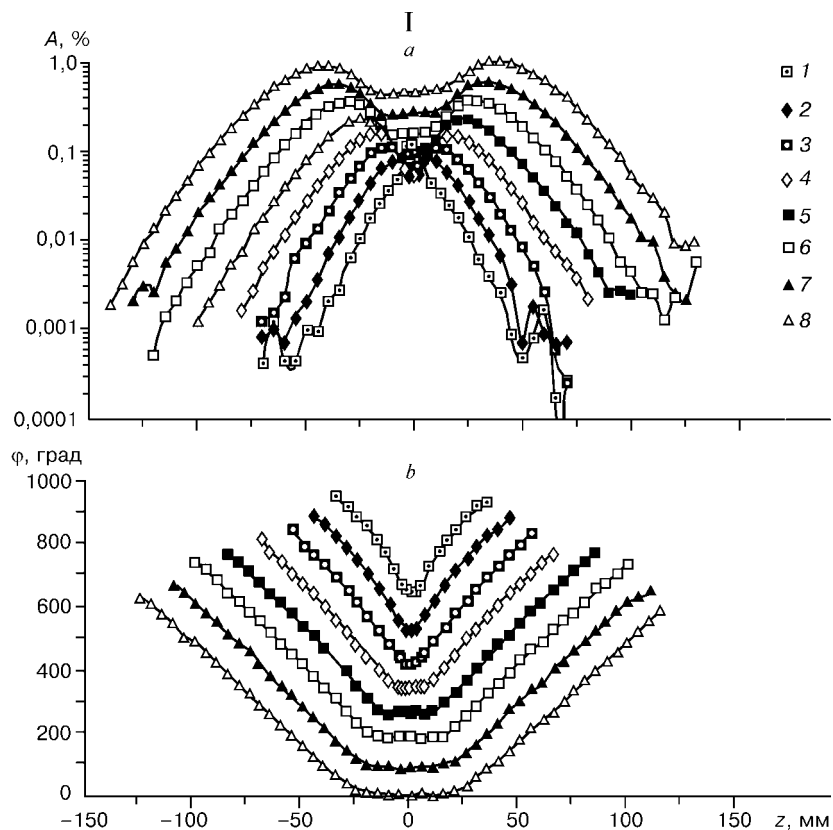


Рис. 10. Распределения амплитуд (*a*) и фаз (*b*) возмущений по размаху модели при  $y/\delta_1 = 0,86$  для  $f = f_1 = 55,1$  Гц (I) и  $f = f_3 = 109,1$  Гц (II).

1 – 8 —  $x = 340, 380, 420, 460, 500, 540, 580$  и  $620$  мм.

Характер эволюции формы  $z$ -распределений фаз возмущений вниз по потоку (см. рис. 10,  $b$ ) слабо зависит от частоты. Для распределений фаз, полученных при  $f_1 = 55,1$  Гц, наблюдается переход от пикообразной формы профиля к профилю с “полочкой” в центре, а затем увеличение ширины этой “полочки” с ростом координаты  $x$ . Весьма похожий характер фазовых распределений наблюдался в [5] для безградиентного течения при частотном параметре  $F = 64,1 \cdot 10^{-6}$ . Форма фазовых распределений, полученных при  $f_3 = 109,1$  Гц, меняется несколько слабее.

Описанные выше распределения амплитуд и фаз волн неустойчивости по размаху модели представляют собой весьма ценную информацию для последующего, более углубленного анализа и получения характеристик устойчивости исследуемого течения по отношению к трехмерным нормальным модам Толлмина — Шлихтинга, наклоненным под различными углами к потоку. Такой дополнительный анализ предполагается провести в последующем.

#### 3.4. Зависимость структуры возмущений от расстояния до поверхности модели

Не меньший интерес представляют зависимости амплитуд и фаз возмущений от  $z$ , полученные для различных  $y$ . Особенно это важно при получении профилей собственных функций нормальных мод неустойчивости и изучении

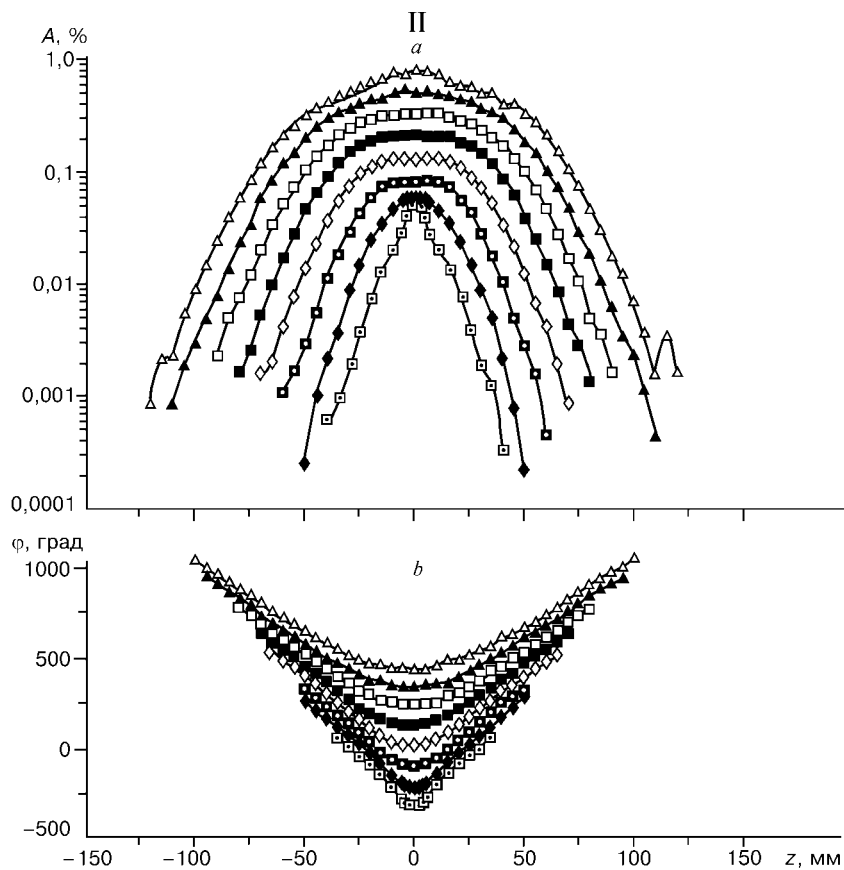


Рис. 10. Окончание.

эффектов непараллельности течения (см., например, [7]). Пример таких распределений (полученных в трех сечениях по  $x$ ) приведен на рис. 11 для одной из частот возмущений ( $f_3 = 109,1$  Гц) и  $x = 470$  мм. Видно, что по мере удаления от стенки до значения  $y/\delta_1 = 0,64$  наблюдается быстрый рост максимума амплитуды и (в конце) “уширение” профиля по  $z$  (рис. 11,  $a$ ). При дальнейшем увеличении нормальной координаты максимум разделяется на два, амплитуда которых уменьшается. Вблизи внешней границы пограничного слоя снова наблюдается один максимум.

Характер распределений фазы по  $z$  (рис. 11,  $b$ ) примерно одинаков для всех трех значений продольной координаты  $x$ . Профили фаз внутри каждого сечения можно разделить на три заметно отличающихся друг от друга семейства кривых, принадлежность к которым определяется расстоянием от стенки. Общими свойствами являются симметричность относительно  $z = 0$  и аркообразная форма профиля.

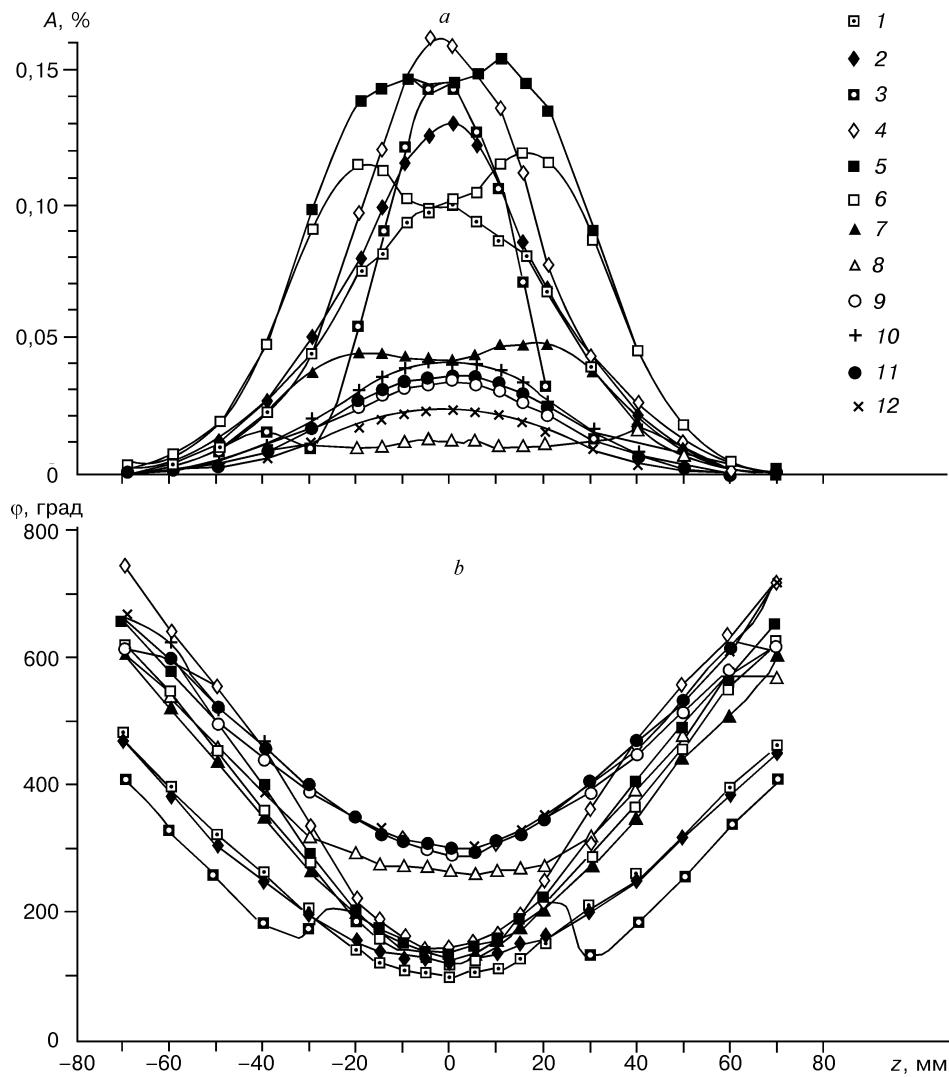


Рис. 11. Распределения амплитуд ( $a$ ) и фаз ( $b$ ) возмущений по размаху модели на различных расстояниях от поверхности для  $f = f_3 = 109,1$  Гц при  $x = 470$  мм.

1 – 12 —  $y/\delta_1 = 0,17, 0,31, 0,47, 0,64, 0,86, 1,09, 1,48, 1,92, 2,31, 2,87, 3,43$  и  $4,55$ .

Измерения, результаты которых представлены на рис. 11, были проведены также для частот  $f_1 = 55,1$  и  $f_2 = 81,4$  Гц. Общие закономерности эволюции формы этих распределений при изменении координат  $x$  и  $y$  качественно схожи с отмеченными выше для частоты  $f_3 = 109,1$  Гц. Полученная информация будет использована при дальнейшем анализе для определения собственных функций нормальных мод неустойчивости, их зависимости от числа Рейнольдса и частотного параметра.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В работе проведено экспериментальное моделирование пограничного течения с неблагоприятным градиентом давления и постоянным параметром Хартри. Сравнение с расчетами показало, что в основной области изменений структура среднего потока на исследуемой модели соответствует автомодельному пограничному слою с параметром градиента давления  $\beta_H = -0,115$ .

2. Подробно изучена пространственная структура гармонических во времени и локализованных по поперечной координате трехмерных волн неустойчивости (волновых поездов), развивающихся в исследуемом течении вниз по потоку от локализованного вибратора. Проведено сопоставление полученных результатов с данными предыдущих экспериментов, полученными для пограничного слоя Блазиуса.

3. Для энергонесущих мод волнового спектра получены оценки характеристик устойчивости (включая дисперсионные характеристики) исследованного автомодельного пограничного слоя. Проведено их сравнение с характеристиками безградиентного пограничного слоя.

4. Результаты работы представляют собой обширный количественный экспериментальный базис, который предполагается использовать в последующем для более углубленного анализа с целью получения характеристик устойчивости исследуемого течения по отношению к трехмерным нормальным волнам, распространяющимся под различными углами к потоку, и, в частности, для изучения эффектов непараллельности течения.

Результаты дальнейшего анализа полученных данных будут представлены в части 2 настоящей статьи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 97-01-00638).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gaster M., Grant I. An experimental investigation of the formation and development of a wave packet in a laminar boundary layer // Proc. Roy. Soc. — 1975. — Vol. A 347. — P. 253 – 269.
2. Гилев В.М., Качанов Ю.С., Козлов В.В. Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое // Изв. СО АН СССР. Сер. тех. наук. — 1983. — Вып. 3. — С. 27.
3. Kachanov Y.S. Development of spatial wave packets in boundary layer // Laminar-Turbulent Transition / Ed. V.V. Kozlov. — Berlin: Springer-Verlag, 1984. — P. 115 – 125.
4. Kachanov Y.S., Michalke A. Three-dimensional instability of flat-plate boundary layers: Theory and experiment // Eur. J. Mech., B/Fluids. — 1994. — Vol. 13, No. 4. — P. 401 – 422.
5. Качанов Ю.С., Оболенцева Т.Г. Развитие трехмерных возмущений в пограничном слое Блазиуса. 1. Волновые поезда // Теплофизика и аэромеханика. — 1996. — Т. 3, № 3. — С. 239 – 258.
6. Качанов Ю.С., Оболенцева Т.Г. Развитие трехмерных возмущений в пограничном слое Блазиуса. 2. Характеристики устойчивости // Там же. — 1997. — Т. 4, № 4. — С. 403 – 415.
7. Качанов Ю.С., Оболенцева Т.Г. Развитие трехмерных возмущений в пограничном слое Блазиуса. 3. Эффекты непараллельности // Там же. — 1997. — Т. 5, № 3. — С. 361 – 368.
8. Kachanov Y.S., Obolentseva T.G. A method of study of influence of the flow non-parallelism on the 3D stability of Blasius boundary layer // Intern. Conf. on Methods of Aerophys. Res.: Proc. Pt II. — Novosibirsk: Inst. Theor. & Appl. Mech., 1996. — P. 100 – 105.
9. Wiegand Th., Bestek H., Wagner S., Fasel H.F. Experiments on a wave train emanating from a point source in a laminar boundary layer. — AIAA Paper, 95-2255, 1995.

10. **Wiegand Th.** Experimentelle Untersuchungen zum laminar-turbulenten Transitionsprozess eines Wellenzuges in einer Plattengrenzschicht: Ph.D. thesis Universität Stuttgart, 1996. — 183 p.
11. **Garonenko 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 et al.: Springer-Verlag, 1995. — P. 373 – 380.
12. **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.
13. **Kachanov Y.S.** Generation development and interaction of instability modes in swept-wing boundary layer // IUTAM Symp. on Nonlinear Instability and Transition in Three-Dimensional Boundary Layers / Eds. P.W. Duck & P. Hall. — Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996. — P. 115 – 132.
14. **Kachanov Y.S.** Experimental studies of three-dimensional instability of boundary layers. — AIAA Paper, 96-1978, 1996.
15. **Бородулин В.И., Гапоненко В.Р., Качанов Ю.С.** Исследование нормальных мод неустойчивости в трехмерном пограничном слое // Теплофизика и аэромеханика. — 1998. — Т. 5, № 1. — С. 25 – 37.
16. **Schubauer G.B., Skramstad H.K.** Laminar boundary-layer oscillations and transition on a flat plate // J. Res. Nat. Bur. Stand. — 1947. — Vol. 38. — P. 251 – 292.
17. **Wubben F.J.M.**, Experimental investigation of Tollmien – Schlichting instability and transition in similar boundary layer flow in an adverse pressure gradient (Hartree  $b = -0,14$ ): LR-report 604 / Low Speed Lab., Dept. Aerosp. Eng. — Delft: Delft Univ. Technol., 1990.
18. **Wubben F.J.M., Passchier D.M., Van Ingen J.L.** Experimental investigation of Tollmien-Schlichting instability and transition in similar boundary layer flow in an adverse pressure gradient // Laminar-Turbulent Transition / Eds. D. Arnal, R. Michel. — Berlin et al.: Springer-Verlag, 1990. — P. 31 – 42.
19. **Seifert A., Wygnanski I.J.** On turbulent spots in a laminar boundary layer subjected to a self-similar adverse pressure gradient // J. Fluid Mech. — 1995. — Vol. 296. — P. 185 – 209.
20. **Качанов Ю.С., Козлов В.В., Левченко В.Я.** Развитие колебаний малой амплитуды в ламинарном пограничном слое // Уч. зап. ЦАГИ. — 1975. — Т. 6, № 5. — С. 137 – 140.
21. **Иванов А.В., Качанов Ю.С., Коцев Д.Б.** Экспериментальное исследование возбуждения волн неустойчивости в трехмерном пограничном слое при рассеянии акустической волны на вибраторе // Теплофизика и аэромеханика. — 1997. — Т. 4, № 4. — С. 387 – 401.
22. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1969.

*Статья поступила в редакцию 10 ноября 1998 г.*