

**ФОРМИРОВАНИЕ И РАЗВИТИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР
В ПЕРЕХОДНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ****В. И. Бородулин, Ю. С. Качанов**Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск*

1. Введение. Как известно, при не слишком больших уровнях внешних возмущений наблюдаются два основных пути разрушения ламинарного режима в пограничном слое: *K*-режим, обнаруженный более тридцати лет назад в экспериментах [1–3], и *N*-режим (или «субгармонический»), найденный в опытах [4]. Краткий обзор предыдущих исследований обоих режимов перехода и причин их различия дан в [5–10]. Природа *N*-режима перехода была выяснена экспериментально [5, 6] и теоретически (см. обзоры [7–13]) вскоре после его обнаружения. Основным механизмом *N*-режима разрушения, как было показано, связан с резонансным параметрическим усилением фоновых квазистохастических субгармонических возмущений при их взаимодействии с основной волной неустойчивости. В то же время продвижение в понимании природы *K*-режима разрушения длительное время оставалось довольно медленным. В настоящее время очевидно, что трудности в этой области были связаны с существенно более сложной природой *K*-режима перехода пограничного слоя по сравнению с *N*-режимом. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию *K*-режима перехода.

Структура поля возмущений в *K*-режиме разрушения пограничного слоя интенсивно изучалась экспериментально на протяжении тридцати лет (см., например, [1–3, 14–18]). В этих работах, в частности, показано, что *K*-режим характеризуется появлением на осциллограммах пульсаций скорости мощных всплесков возмущений, имеющих специфическую форму шипов, с амплитудами, достигающими 30–40 % от скорости потенциального потока U_0 . Причина появления этих всплесков-шипов и их природа – основная проблема в исследовании процесса *K*-разрушения пограничного слоя. Их возникновение связывалось многие годы со «взрывной» высокочастотной вторичной (обычно локальной) неустойчивостью течения и с началом стохастизации ламинарного режима. Многие трудности в изучении *K*-режима возникали из-за использования в большинстве экспериментов, начиная с [3], преимущественно локальных во времени и пространстве представлений, в то время как в теоретических работах в 1960–70-е гг. наиболее интенсивно развивались спектральные подходы. В 1980 г. проведены новые детальные исследования структуры *K*-режима перехода [19–21] на основе единого спектрального подхода. Результаты этих экспериментов впервые позволили получить систематическую информацию о частотной и частотно-волновой структуре поля возмущений и привели к существенному изменению многих представлений о характере *K*-разрушения пограничного слоя. Одним из важных результатов работ [19–21] стал вывод о том, что всплески-шипы не носят стохастического характера, а являются строго упорядоченными периодическими структурами и

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда (грант UQY000).

генерируются в результате процесса постепенного усиления определенных мод частотно-волнового спектра и их фазовой синхронизации.

На основе анализа экспериментальных данных [5, 6, 19, 20], а также теоретических результатов [22–25] и некоторых других работ в [7, 8] предложена физическая модель начальных стадий K -режима перехода. Она была названа резонансно-волновой концепцией разрушения. В [7, 8] показано, что если постулированный в рамках концепции каскад гармонических и параметрических резонансов между определенными модами частотно-волнового спектра действительно реализуется, то он приводит к появлению всплесков-шипов, типичных для K -режима перехода, сосредоточенных именно в тех местах времени и пространства, где они действительно наблюдаются в экспериментах. Дополнительному обоснованию резонансно-волновой концепции посвящены работы [26, 27].

Дальнейшее исследование процесса формирования всплесков-шипов, проведенное в рамках экспериментов [28], позволило сделать два основных вывода: а) возникновение шипов не связано с механизмом локальной (перегибной) высокочастотной вторичной неустойчивости течения, как это предполагалось в течение тридцати лет (см., например, [29–32]); б) шипы обладают свойствами, типичными для солитонов. Второй из этих выводов положил начало новым представлениям о механизме K -режима разрушения пограничного слоя.

Теоретическая основа для описания солитонных возмущений в пограничном слое создана в [33, 34], где развивалась асимптотическая теория, базирующаяся на нелинейном интегродифференциальном уравнении Бенджамина – Оно. Было показано, что в рамках асимптотической теории развитие нелинейных возмущений в пограничном слое может описываться этим уравнением. Хотя работы [33, 34] заложили основы для последующего математического описания нелинейных стадий K -режима перехода в пограничном слое, прямого указания на возможность применения их результатов к объяснению природы всплесков-шипов в них не содержалось.

Первая попытка использования солитонных решений уравнения Бенджамина — Оно для изучения возмущений большой амплитуды предпринята в [35]. Однако рассмотренное в ней однопараметрическое семейство решений, хотя и воспроизводило качественно некоторые свойства всплесков-шипов, но, скорее, относилось к другому сорту нелинейных возмущений, а не к периодическим колебаниям с шипами, характерными для K -режима перехода. Другой подход был использован в [36], где в рамках теории взаимодействующего пограничного слоя с трехъярусной структурой проводились расчеты двумерного волнового пакета. Полученные результаты качественно хорошо коррелировали с результатами наблюдений [28] и указывали на солитонное поведение центральных циклов пульсаций в пакете, когда их амплитуда становилась достаточно большой.

Дальнейшее развитие экспериментальных исследований [37, 38] (см. также [7, 8, 13, 39, 40]) и теории [41–43] (в особенности их объединение в [42, 43]) позволило прийти к окончательному математически обоснованному выводу о правомерности гипотезы, высказанной в [28], о том, что «...шипы, наблюдаемые в K -режиме перехода, ... могут рассматриваться и как солитоны...» и что «...поведение шипов... может быть описано и в рамках теории солитонов...»

В последние годы впечатляющие успехи в изучении нелинейных стадий перехода и прежде всего K -режима перехода достигнуты на основе метода прямого численного моделирования течений в рамках уравнений Навье — Стокса. В рамках настоящей экспериментальной работы невозможно описать блистательный успех численных методов исследования процессов возникновения турбулентности, часто демонстрирующих почти полное

согласование с экспериментальными результатами по переходу [44–46]. Хорошее представление о состоянии исследований в этой области дают обзоры [44, 47].

Экспериментальное изучение заключительных стадий K -режима перехода и причин стохастизации течения проведено в [48]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в K -режиме, как и в N -режиме перехода, очень важную роль в стохастизации ламинарного течения играют резонансные взаимодействия волн неустойчивости субгармонического типа.

В данной работе проведено подробное исследование свойств всплесков-шипов, возникающих в K -режиме перехода, представляющих собой (по крайней мере на ранних стадиях своего развития) когерентные структуры-солитоны (K С-солитоны) переходного пограничного слоя (термин, введенный в [39]), и изучено поле других детерминированных когерентных с основной волной возмущений, возникающих и развивающихся на поздних стадиях K -режима перехода.

2. Методика экспериментов. Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе ИТПМ СО РАН Т-324 при скорости потока 9,18 м/с и степени турбулентности, не превышающей 0,02 %. (Для удобства сравнения скорость потока выбрана такой же, как и в ряде предыдущих экспериментов (см., например, [19–21, 26–28]).) Труба имеет рабочую часть длиной 4 м с квадратным сечением 1×1 м. Исследования проводились в пограничном слое плоской пластины из оргстекла длиной 1,5 м, шириной 1 м и толщиной 12 мм, расположенной горизонтально в рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки. При этом над поверхностью пластины возникало практически безградиентное течение (исключая область передней кромки), соответствующее пограничному слою Блазиуса (как и в [49, 50]).

Для того чтобы воспроизвести контролируемым образом K -режим перехода, начальные возмущения вводились в пограничный слой с помощью ленточки (колеблющейся с заданной частотой f_1) с наклейками из лавсановой пленки под ней, помещенными на поверхность пластины. Этот генератор возмущений располагался на расстоянии $x = 250$ мм от передней кромки пластины вниз по потоку. Аналогичный метод впервые использован в экспериментах [2], затем в ряде последующих работ (в частности, в [19–21, 28]). Однако в отличие от предыдущих исследований в данной работе наклейки не были периодическими по размаху модели (т. е. по координате z) и приводили к появлению не периодической модуляции среднего течения и возмущений, а только единственного изолированного пика (первоначально небольшого бугорка) в поперечном распределении амплитуды основной квазидвумерной волны неустойчивости, вводимой вибрирующей ленточкой. Это достигалось при помощи наклейки в виде непрерывной полосы вдоль координаты z , имеющей единственную прорезь в области точки $z = 0$ (рис. 1, б).

Такая конфигурация наклейки приводила к появлению уединенной (по z) области формирования K С-солитонов в отличие от классического K -режима [19–21], в котором шипы возникали на каждом периоде пространственной модуляции в области пиков (локальных по z максимумов амплитуды возмущений). Соответствующее распределение амплитуды основной волны A_1 (в процентах от U_0) по координате z , полученное при $x = 450$ мм (на стадии развитого шипа), приведено на рис. 1, а. Распределение измерено на расстоянии от стенки $y = y_s = 3,0$ мм, где y_s отвечает максимальной амплитуде шипа-солитона. Острый пик на этом графике соответствует области формирования K С-солитона, которая возникает вниз по потоку от прорези в наклейке (т. е. при $z = 0$).

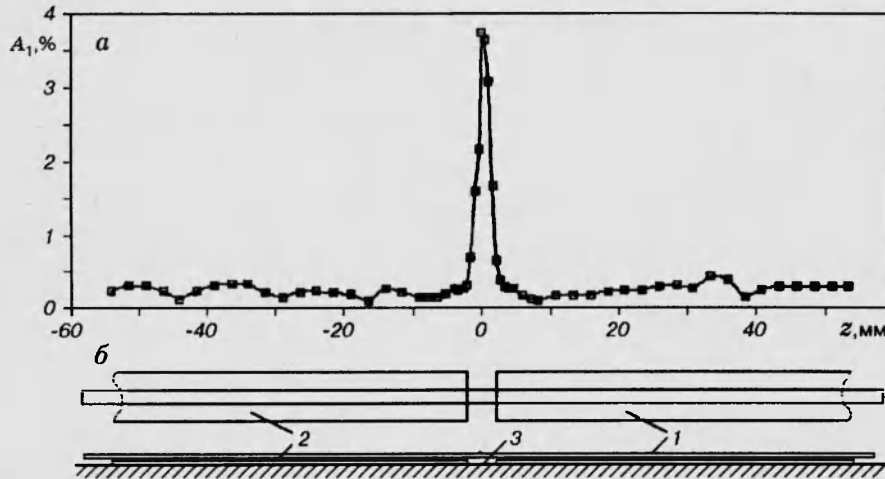


Рис. 1. Схема генератора возмущений (б), состоящего из вибрирующей ленточки (1) с наклейками (2) на поверхности пластины (3), и поперечное распределение амплитуды основной волны (а), развивающейся вниз по потоку от генератора ($x = 450$ мм, $y = y_s = 3,0$ мм)

Все основные измерения проводились при помощи комплекса аппаратуры на базе термоанемометра DISA 55M с линейаризатором. Датчики изготавливались из омедненной платины с длиной чувствительного участка 0,3 мм и диаметром 6 мкм. Данные записывались на семиканальный магнитограф НО-62 в режиме частотной модуляции с последующей обработкой сигналов на ЭВМ. Амплитуды возмущений скорости, представленные ниже на осциллограммах, мгновенных профилях и на рис. 7, а, даны в величинах отклонения от среднего значения, а на остальных рисунках — в среднеквадратичных величинах. Для измерения фазовых соотношений на один из каналов магнитографа параллельно сигналу с термоанемометра записывался опорный сигнал, соответствующий току через вибрирующую ленточку (источник волн неустойчивости). Некоторые подробности процесса обработки приведены ниже.

Частота основной волны f_1 выбрана такой же, как и в экспериментах [19–21, 26–28], и равна 96,4 Гц (частотный параметр $F_1 = 2\pi\nu f_1/U_0^2 = 111 \cdot 10^{-6}$, где ν — кинематическая вязкость воздуха, равная в данном случае $1,55 \cdot 10^{-5}$ м²/с). Частота дискретизации сигнала при вводе данных в ЭВМ соответствовала 48 отсчетам на период основной волны $T = 1/f_1$.

Основные измерения проводились в диапазоне значений продольной координаты x от 300 до 800 мм (начало отсчета на передней кромке пластины), что в *невозмущенном* ламинарном пограничном слое отвечает локальным числам Рейнольдса $Re = U_0\delta_1/\nu$ (измеренным экспериментально в [51, 52] и приведенным в [50]) от 827 до 1272 (δ_1 — толщина вытеснения пограничного слоя). В *возмущенном* же пограничном слое в точках $x = 450; 500; 550; 600$ мм в области пика интегральной амплитуды пульсаций ($z = 0$), где производилась большая часть измерений, локальные значения толщины вытеснения δ_1 соответственно составили 1,66; 1,76; 1,53; 1,60 мм, а толщины пограничного слоя δ' (определенные по $U(y) = 0,99U_0$) 4,5; 7,0; 8,0 и 9,9 мм. На поздних стадиях развития перехода локальные значения δ' были заметно изменены присутствием шипов-солитонов, которые выходили на внешнюю границу пограничного слоя (см. п. 4). Толщина пограничного слоя, найденная после вычитания локального искажения, вносимого в профиль средней скорости шипами, $\delta \approx 4,5; 6,8; 7,4$ и 8,8 мм на тех же расстояниях от передней кромки. По этой причине локальную толщину пограничного слоя можно было определить с гораздо меньшей

точностью, чем толщину вытеснения δ_1 .

Локальные числа Рейнольдса составляли 982; 1041; 905; 946 для $x = 450; 500; 550$ и 600 мм соответственно (при $z = 0$). Ввиду неясности вопроса о характерном локальном масштабе течения большая часть результатов данных экспериментов представлена ниже в размерных координатах.

3. Формирование когерентных структур солитонного типа.

Общая картина формирования и развития вниз по потоку локализованных когерентных структур с солитонными свойствами, ассоциируемых с шипами (шипов-солитонов), наблюдаемая на осциллограммах пульсаций скорости в области пика (при $z = 0$), показана на рис. 2, а.

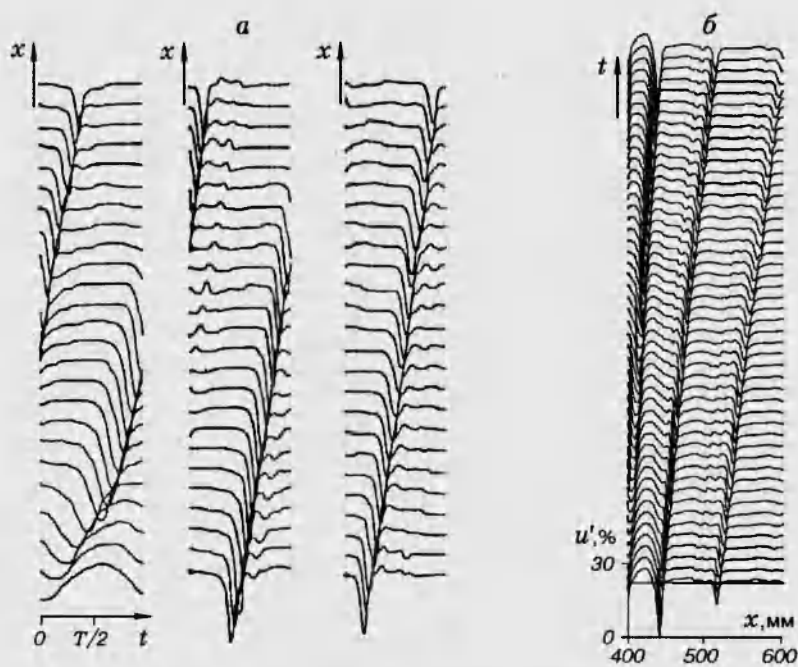


Рис. 2. Формирование и развитие вниз по потоку шипов-солитонов. Пульсации продольной компоненты скорости течения при $y = y_s(x)$ (см. рис. 3), $z = 0$:

а — осциллограммы $u'(t)$ для разных x ; б — пространственные осциллограммы $u'(x)$ для разных t (от $t = 0$ до $t = T$)

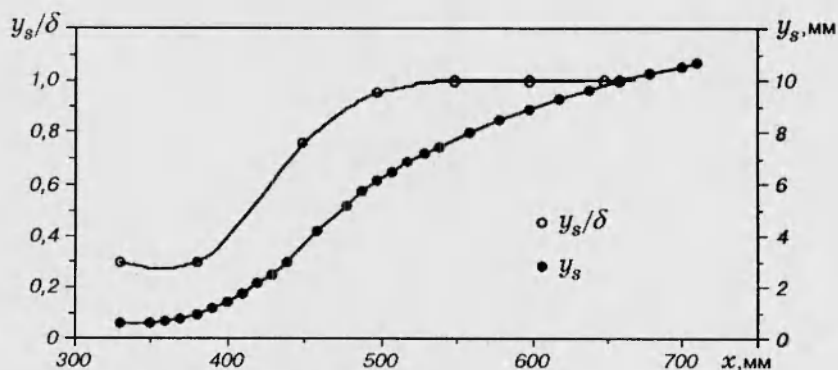


Рис. 3. Изменение вниз по потоку y -координаты шипа y_s , определенной в точке максимума его амплитуды, при $z = 0$

Осциллограммы приведены в диапазоне $x = 400 \div 595$ мм (что составляет

выше ста толщин вытеснения пограничного слоя при толщине вытеснения δ_1 примерно 1,6 мм). Расстояние от стенки для каждой из осциллограмм различно и соответствует максимальной амплитуде всплесков-шипов. Зависимость этого расстояния, т. е. y -координаты шипа y_s , от продольной координаты x показана на рис. 3. Осциллограммы получены после осреднения ансамблей из 350 реализаций периодического процесса с синхронизацией от опорного сигнала (тока через вибрирующую ленточку).

На рис. 2,б представлены соответствующие мгновенные профили пульсаций скорости по координате x для 48 моментов времени, на которые был разбит период основной волны T . Профили («пространственные осциллограммы») демонстрируют процесс формирования и эволюции шипа-солитона в пространстве.

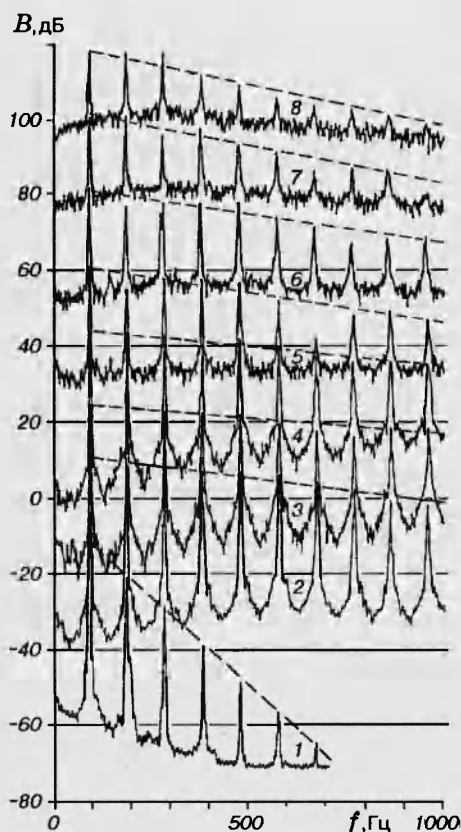


Рис. 4. Развитие амплитудных спектров пульсаций, полученных при $y = y_s(x)$, $z = 0$: спектры 1–8 отвечают $x = 400$; 450; 510; 550; 610; 650; 710 мм (каждый последующий спектр смещен на +20 дБ)

Рис. 2 показывает, во-первых, монотонность и регулярность процесса формирования когерентной структуры этого типа и, во-вторых, консерватизм ее свойств при распространении вниз по потоку, который является характерным признаком солитонов. Амплитудные спектры возмущений, приведенные на рис. 4, дополняют эту картину. Спектры получены ал-

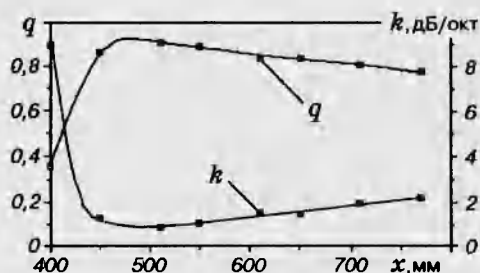


Рис. 5. Эволюция скорости затухания k амплитуд спектральных гармоник с частотой и соответствующие величины знаменателя геометрической прогрессии q , определенные из спектров на рис. 4

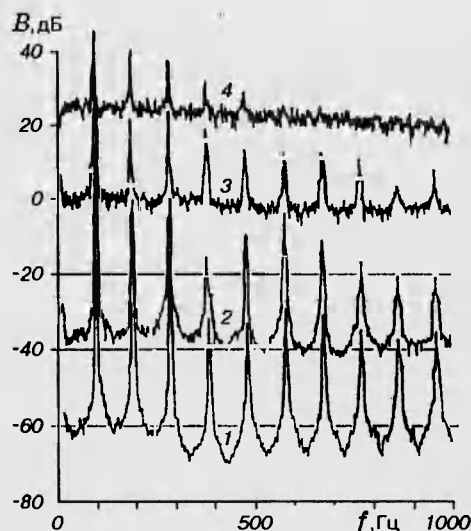


Рис. 6. Турбулизация течения внутри пограничного слоя ($y \approx 2,0$ мм): амплитудные спектры возмущений 1–4 соответствуют $x = 400$; 500; 550; 600 мм; $z = 0$ (каждый последующий спектр смещен на +20 дБ)

паратно, с помощью частотного анализатора FАТ-1 с шириной полосы пропускания 4 Гц, осциллограммы брались такие же, как на рис. 2, но без осреднения по ансамблю. Видно, что в процессе распространения вниз по потоку на этапе от $x = 400$ мм до $x = 450 \div 500$ мм возмущения быстро формируют локализованную структуру с типичным (практически монотонным) затуханием амплитуд гармоник в спектре с частотой по закону геометрической прогрессии. Такое поведение гармоник впервые отмечено в [7, 8] (и позже — в [28]) для начальных стадий формирования шипов. Соответствующие зависимости скорости затухания амплитуд гармоник k и знаменателя прогрессии q от продольной координаты x , полученные для поздних стадий развития шипа-солитона и определенные с помощью измерения углов наклона огибающих, показанных на рис. 4 штриховыми линиями, приведены на рис. 5. Отличие от соответствующих графиков в [7, 8, 28] заключается также в том, что рис. 5 был построен на основе спектров, измеренных на расстояниях от стенки $y = y_s$, т. е. вдоль траектории движения шипа-солитона. Быстрое уменьшение темпа затухания гармоник с частотой, наблюдаемое на начальной стадии формирования структуры, сменяется областью, где форма детерминированной части спектра становится почти неизменной. Знаменатель прогрессии q достигает своих максимальных значений (около 0,9) при $x \approx 500$ мм, а затем остается почти постоянным, очень медленно уменьшаясь до $\sim 0,78$ в конце области измерений.

Слабое затухание знаменателя прогрессии q после $x \approx 500$ мм (рис. 5), вероятно, связано в основном с постепенной локальной турбулизацией течения в области пика ($z = 0$), инициируемой детерминированными возмущениями, которая приводит к началу постепенного (очень медленного) разрушения KC -солитона. Усиление стохастических возмущений хорошо видно на спектрах рис. 4. Например, в области частот $300 \div 400$ Гц уровень турбулентных пульсаций возрастает в 100 раз на участке от $x = 400$ мм до $x = 770$ мм. Однако наиболее сильный рост турбулентности наблюдается не на уровне шипов, которые «всплывают» к внешней границе пограничного слоя и движутся вдоль нее почти при $y_s = \delta$ (см. кривую $y_s = y_s(x)$ на рис. 3), а значительно ближе к стенке. Этот факт хорошо иллюстрируется спектрами, полученными при $y \approx 2$ мм (где интенсивность возмущений максимальна) и изображенными на рис. 6. В данной области пограничного слоя интенсивность пульсаций сплошного спектра возрастает в 30–40 раз на расстоянии всего в 150 мм, и спектр становится очень близким к турбулентному уже при $x = 600$ мм (т. е. на этапе, отвечающем последним стадиям развития возмущений, представленным на рис. 2).

4. Эволюция характеристик солитонных структур вниз по потоку. Зависимость величин A_s и A_m , характеризующих амплитуду шипа (A_s — максимальное отрицательное отклонение мгновенной скорости от среднего значения скорости, A_m — размах колебаний скорости потока между минимальным и максимальным значениями в момент прохождения шипа), представлена на рис. 7, а. Соответствующие распределения нормированных (на значения в точке $x = 450$ мм) амплитуд основной волны и ее первых четырех частотных гармоник показаны на рис. 7, б. Из рис. 7 хорошо видно, что амплитуда шипа ведет себя немонотонно на стадии формирования KC -солитона при $x \approx 400 \div 500$ мм и достигает своего максимального значения при $x \approx 430 \div 440$ мм. В то же время ниже по течению в области, где формирование солитона заканчивается (после $x \approx 500$ мм), амплитуда шипа изменяется весьма медленно. На данном этапе развития шип оказывается около внешней границы пограничного слоя и движется вниз по потоку вдоль нее (см. рис. 3).

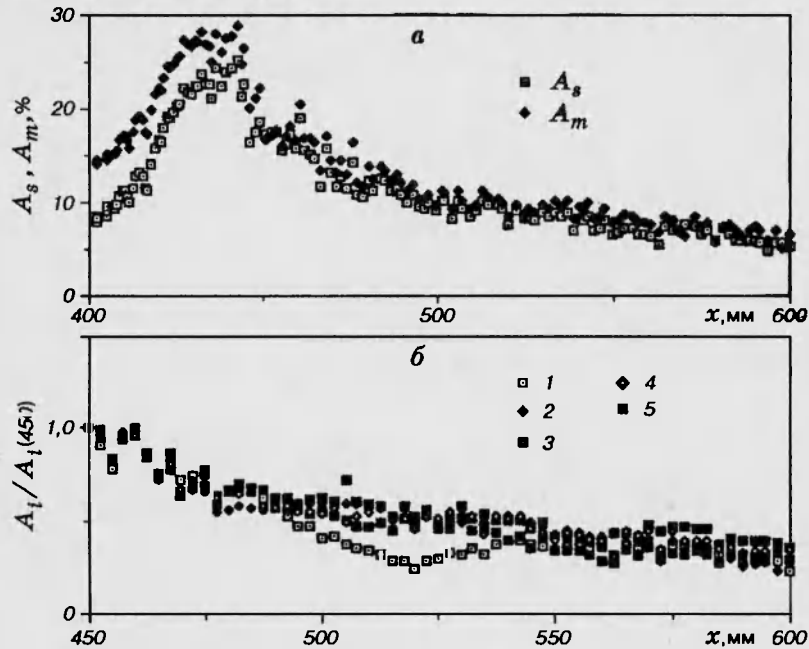


Рис. 7. Эволюция характеристик амплитуды шипа A_s и A_m (а) и нормированных амплитуд частотных гармоник (б):

1–5 — амплитуды гармоник с частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ и ω_5 ; $y = y_s$; $z = 0$

Из рис. 7,б видно, что скорость уменьшения амплитуды шипа после $x \approx 500$ мм примерно равна скорости затухания амплитуды основной волны (частоты f_1) и ее высших гармоник ($2f_1 - 5f_1$). Этот результат согласуется с рис. 4, 5, которые демонстрируют подобие детерминированных составляющих спектра пульсаций после $x \approx 500$ мм. Амплитуда шипа затухает вдвое на расстоянии около $75 \delta_1$ (от $x = 490$ мм до $x = 610$ мм) в области, где наблюдается довольно сильная локальная (по z) турбулизация течения. Затем скорость затухания становится еще медленнее. Следует отметить, что все высшие гармоники основной волны, формирующие шип, должны быстро затухать по линейной теории устойчивости (см., например, [50]), так как они имеют очень высокие частоты, значительно превышающие частоты неустойчивых возмущений (их частотные параметры $F_n = nF_1$, где n — номер частотной гармоники, а частотный параметр $F_1 = 111 \cdot 10^{-6}$ при числах Рейнольдса порядка тысячи находится в районе верхней ветви кривой нейтральной устойчивости). Однако в нелинейном волновом пакете, соответствующем шипу-солитону, быстрого затухания гармоник не наблюдается. Это свойство, по-видимому, можно объяснить компенсацией диссипации нелинейностью.

В [19–21] было обнаружено, что на стадии формирования шипов их групповая скорость быстро возрастает до величин, близких к скорости свободного потока, одновременно с фазовыми скоростями высших гармоник (начиная с четвертой). Результаты, представленные на рис. 8, дополняют это наблюдение для поздних стадий развития KC -солитона.

Точки на рис. 8,а отвечают групповой скорости когерентной структуры как волнового пакета, т. е. скорости распространения шипа, а линия является аппроксимацией экспериментальных точек, она повторно изображена на рис. 8,б, где нанесены фазовые скорости основной волны и ее второй и третьей гармоник. Видно, что характер изменения групповой скорости хорошо согласуется с результатами экспериментов [19–21]. В то же время на поздних стадиях развития KC -солитона в отличие от стадии его формирования фазовые скорости всех исследованных гармоник прак-

тически совпадают с групповой скоростью солитона, по крайней мере, при измерении вдоль траектории движения шипа (см. рис. 3), как это делалось, в частности, в случае рис. 8.

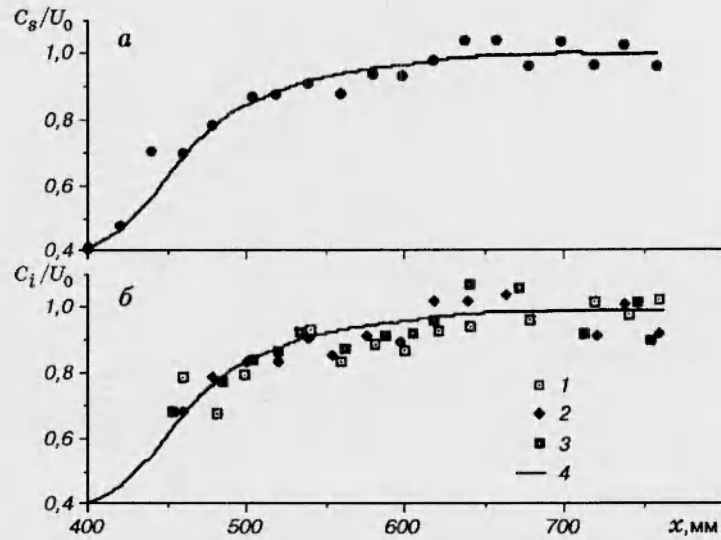


Рис. 8. Изменение вниз по потоку групповой скорости шипа-солитона (точки на рис. а) и фазовых скоростей (б) частотных гармоник ω_1 , ω_2 и ω_3 (точки 1–3; линия 4 — аппроксимация экспериментальных точек; $y = y_s$; $z = 0$)

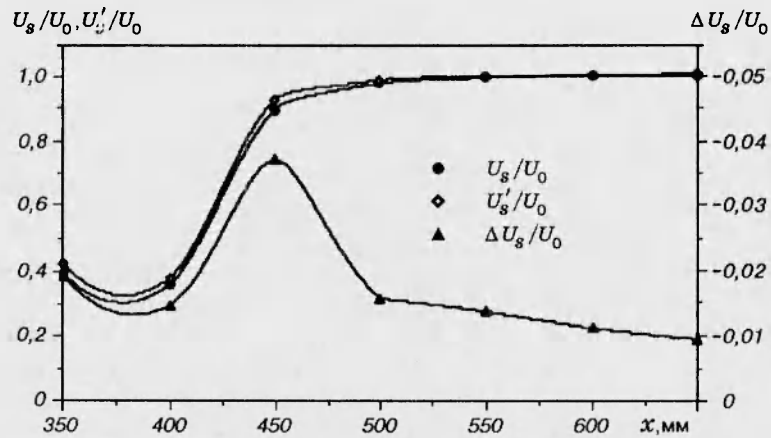


Рис. 9. Зависимость от x локальных средних скоростей потока U_s ($z = 0$) и U'_s (осредненные величины для $z = \pm(5 - 10)$ мм) и их разности $\Delta U_s = U_s - U'_s$; $y = y_s$.

Рис. 9 демонстрирует еще одно любопытное свойство когерентных структур данного типа. Как отмечалось ранее (см., например, [2, 19–21]), появление шипов сопровождается локальным уменьшением средней скорости потока по сравнению со скоростью в соседних по трансверсальной координате z точках. Зависимость этого локального дефекта (или «провала») средней скорости ΔU_s , вызываемого присутствием шипа-солитона, от продольной координаты, измеренная вдоль линии $y = y_s$ (см. рис. 3), показана на рис. 9, где представлены также значения средней скорости потока в области шипа: U_s — в точке расположения шипа, U'_s — в соседних по z точках с теми же значениями координат x и y (по определению

$\Delta U_s = U_s - U_s'$). Видно, что координата $x \approx 500$ мм может рассматриваться, как и раньше, в качестве места, где формирование шипа-солитона завершается, и, начиная с этой координаты, можно говорить о развитом КС-солитоне. Ниже по потоку дефект средней скорости ΔU_s , как и другие параметры солитона, изменяется очень медленно.

Наконец, рассмотрим еще одну характеристику шипов как волновых пакетов — скорость их расщепления во времени (и по координате x). Зависимость временной протяженности шипа τ , определенной на уровне половины его высоты в безразмерных единицах $\tau U_0 / \delta_1$ (вычисленных по средней величине толщины вытеснения $\delta_{1\text{mean}} = 1,66$ мм), приведена на рис. 10,а. На рис. 10,б показана соответствующая эволюция пространственной (по оси x) ширины шипа. Видно, что после завершения формирования КС-солитона и процесса его локализации («самофокусировки») характерный размер структуры по x и t становится очень маленьким. Так, при $x = 500$ мм $\tau \approx 0,83$ мс, $\tau/T \approx 0,08$ (T — период основной волны), а $h_x \approx 6$ мм, $h_x/\lambda_{sx} \approx 0,08$ (λ_{sx} — расстояние по x между шипами, ширина h_x определялась по данным, представленным на рис. 2,б). Эти размеры почти не меняются далее вниз по потоку, несмотря на значительную дисперсию, существующую для линейных волн неустойчивости (и для линейных волновых пакетов).

5. Структура возмущений в физическом и фурье-пространствах. Представленные выше результаты были получены в основном в плоскости формирования солитона, т. е. при $z = 0$. Ниже приведены результаты измерений, демонстрирующие трехмерную структуру КС-солитонов в пограничном слое.

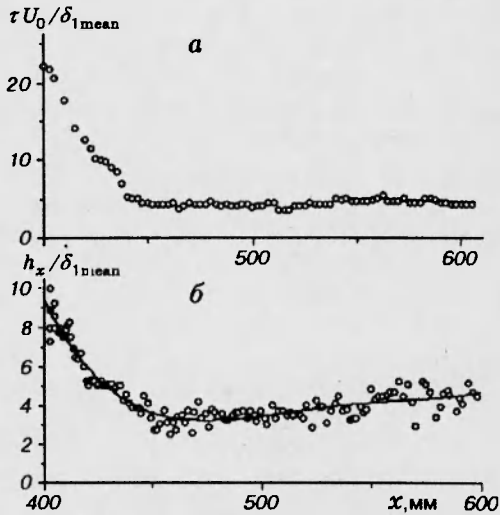


Рис. 10. Зависимость ширины шипа-солитона (на полувысоте) во времени (а) и по x -координате (б) от продольной координаты при $y = y_s, z = 0$

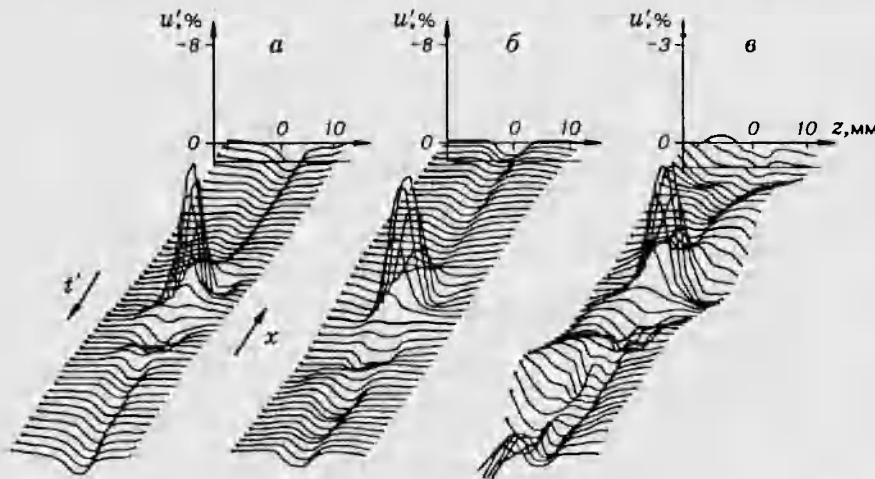


Рис. 11. Форма шипа-солитона в плоскости (t, z) (или (x, z)) при $y = y_s$. Мгновенные профили возмущения скорости u' по z при $x = 500; 550; 650$ мм (а-в)

5.1. *Зависимость характеристик возмущений от трансверсальной координаты.* На рис. 11 приведены семейства мгновенных профилей возмущения скорости потока, полученных при трех значениях координаты x из осредненных по ансамблю семейств осциллограмм пульсаций, измеренных на расстояниях от стенки, соответствующих максимальной амплитуде шипа $y = y_s$ (см. рис. 3). Рисунок наглядно демонстрирует пространственную форму шипа-солитона, в частности его сильную локализацию по трансверсальной координате z . Эта особенность является неотъемлемым свойством изучаемого типа когерентных структур для поздних стадий их развития (в данном случае после $x \approx 500$ мм). Видно, что шип-солитон (в области $y = y_s \approx \delta$) — это ярко выраженный пик с небольшим характерным «хвостом», представляющим собой быстро затухающие с ростом координаты t (или $-x$) квазигармонические колебания. Отметим, что ввиду консервативности свойств KC -солитонов, их малого характерного размера вдоль оси x и слабого градиента $\partial U/\partial y$ в области локализации шипов возмущения являются фактически «замороженными» и координата t практически эквивалентна координате $x = -C_s t$, где скорость распространения возмущений $C_s \sim U_0$. Начиная с $x \approx 500$ мм, характерный размер пика по оси z слабо изменяется при смещении вниз по потоку. Рис. 11 показывает также, что на самых поздних стадиях (при $x \approx 600 \div 650$ мм) течение в окрестности KC -солитона уже сильно возмущено происходящей здесь (главным образом вблизи стенки, внутри пограничного слоя) турбулизацией течения, что, однако, не приводит к существенным изменениям формы и размера основного пика.

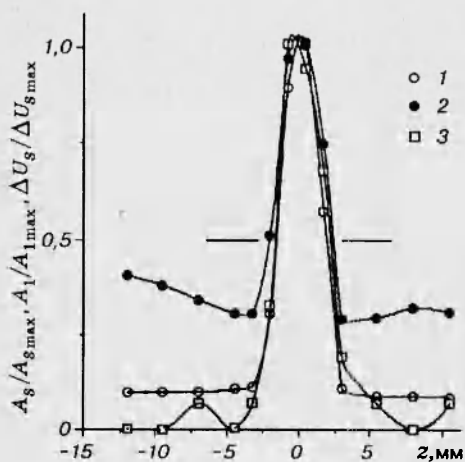


Рис. 12. Нормированные поперечные распределения амплитуды шипа A_s и основной волны A_1 и дефекта в профиле средней скорости ΔU_s (точки 1–3) при $y = y_s$, $x = 500$ мм

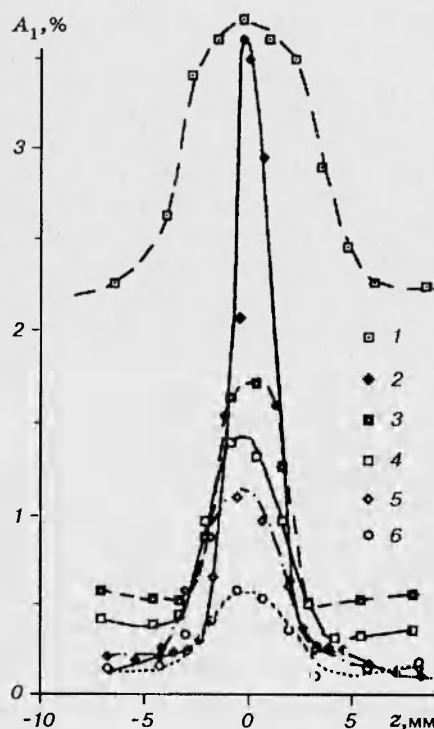


Рис. 13. Самофокусировка шипа-солитона по поперечной координате. Распределения амплитуды основной волны A_1 при $y = y_s$:

1–6 отвечают $x = 380; 450; 500; 550; 600; 650$ мм

На рис. 12 представлены пространственные распределения других ха-

рактических $K C$ -солитона, а именно: амплитуды шипа A_s , амплитуды основной волны A_1 и дефекта локальной средней скорости потока ΔU_s , полученные при $y = y_s$ и нормированные на их максимумы. Графики количественно демонстрируют сильную поперечную локализацию солитона, причем его характерный размер по координате z на этой стадии развития ($x \approx 500$ мм) $h_z \approx 4$ мм (т. е. $h_z/\delta_1 \approx 2,3$). Рис. 12 показывает также подобие формы всех трех распределений. В связи с этими обстоятельствами каждое из приведенных распределений может количественно характеризовать пространственный размер и форму солитона.

Распределения амплитуды основной волны по трансверсальной координате, полученные при различных положениях вниз по потоку и приведенные на рис. 13, демонстрируют эволюцию пространственной формы $K C$ -солитона, начиная с ранних стадий его развития. Видно, что на стадии формирования солитона происходит его пространственная локализация (самофокусировка по оси z). Такое поведение возмущения противоположно обычному расплыванию, характерному для линейных пакетов волн неустойчивости [51, 52]. Начиная с $x \approx 500$ мм, характерная ширина солитона h_z становится почти постоянной.

5.2. *Спектральные характеристики возмущений.* Фурье-анализ поля возмущений, проводимый в любых исследованиях, имеет два основных смысла. Во-первых, это кинематический (или геометрический) смысл, во-вторых, динамический (или физический). В кинематическом аспекте фурье-анализ позволяет детально изучить со спектральных позиций форму распределений величин, характеризующих возмущение, во времени и в пространстве. В динамическом аспекте он дает информацию о законах развития и взаимодействия спектральных мод в фурье-пространстве. Если оценивать значимость обоих аспектов фурье-анализа для проблемы перехода по сильно упрощенной трехбальной шкале (0 — несущественно, 1 — имеет смысл, 2 — весьма существенно), то различным стадиям процесса возникновения турбулентности можно поставить в соответствие значения «вектора значимости» $\mathbf{S} = (S_k, S_d)$ в двумерном пространстве указанных смыслов фурье-анализа (S_k — кинематический смысл, S_d — динамический смысл). Для линейных стадий развития волн неустойчивости $\mathbf{S}_L = (0, 2)$, для слабонелинейных стадий $\mathbf{S}_w = (1, 1)$ и для сильнонелинейных (если такие существуют) $\mathbf{S}_N = (2, 0)$.

Действительно, в линейной области форма любых пакетов волн неустойчивости целиком определяется свойствами источника возмущений и интерференцией независимо развивающихся спектральных мод (см., например, [51, 52]). Поэтому геометрическое описание этой формы не имеет большого значения и физического смысла ($S_{kL} = 0$). В то же время фурье-анализ служит мощным уникальным орудием для описания процессов развития малых возмущений через посредство их разложения на простые гармонические моды. Колебания в любых двух точках физического пространства при этом тесно связаны между собой в динамическом смысле, но любые две моды в фурье-пространстве абсолютно независимы друг от друга ($S_{dL} = 2$).

В слабонелинейной области полная независимость спектральных мод исчезает и появляются слабые взаимодействия между ними, сначала парные и триплетные, потом более высоких порядков. По мере роста амплитуды динамическое описание процесса эволюции возмущений с помощью спектрального подхода резко усложняется, постепенно он теряет свои преимущества перед описанием в физическом пространстве ($S_{dw} = 1$). В то же время в физическом пространстве на слабонелинейных стадиях возникают «геометрические» образования (Λ -структуры, когерентные структуры и т. д.), состоящие из спектральных мод, находящихся в относительно

более сильной (резонансной) связи. Описание кинематики этих структур придает определенное значение геометрическому аспекту спектрального метода ($S_{kw} = 1$).

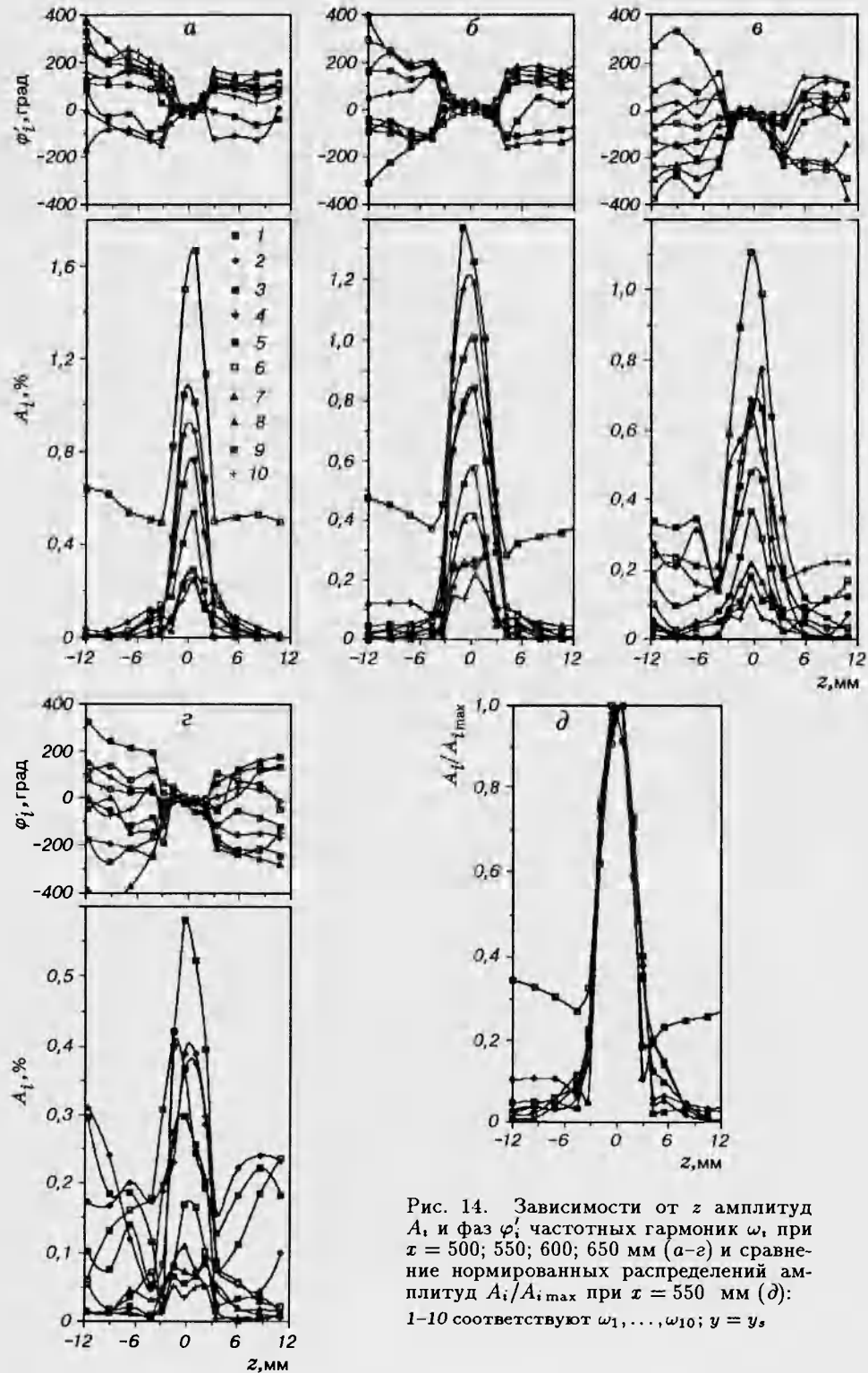


Рис. 14. Зависимости от z амплитуд A_i и фаз φ_i частотных гармоник ω_i при $x = 500; 550; 600; 650$ мм (а-в) и сравнение нормированных распределений амплитуд $A_i/A_{i,max}$ при $x = 550$ мм (д): 1-10 соответствуют $\omega_1, \dots, \omega_{10}$; $y = y_s$

На стадиях сильнонелинейного развития возмущений (если такие реализуются) динамический смысл фурье-анализа практически полностью исчезает ($S_{dN} = 0$), так как взаимодействующие спектральные моды могут сильно влиять друг на друга и количество определяющих степеней свободы (фактическая размерность физической системы) при переходе к фурье-пространству не только не уменьшается, но, наоборот, может возрастать. В то же время в физическом пространстве могут возникать сильнонелинейные, сильнолокализованные структуры (квазичастицы), которые обладают устойчивыми кинематическими (геометрическими) характеристиками. Описание этих характеристик с помощью спектральных методов имеет важное значение для их идентификации и исследования их эволюции ($S_{kN} = 2$).

В связи с вышесказанным спектральный анализ поля возмущений представляет большой интерес на всех стадиях развития процесса перехода, хотя причины этого интереса на разных стадиях различны.

Распределения амплитуд и фаз для набора высших частотных гармоник (а также для основной волны) по пространственной координате z для четырех последовательных значений координаты x приведены на рис. 14, а-г. Амплитудные профили показывают высокую степень подобия их формы для всех представленных гармоник. Эта форма похожа на узкий пик по координате z . Причем характерная ширина пика практически одинакова для всех гармоник при каждом фиксированном значении координаты x и очень медленно возрастает вниз по потоку (с ростом x). Подобие профилей формы высших гармоник наглядно видно на рис. 14, д, где представлены соответствующие рис. 14, б распределения, нормированные на их максимальные значения.

Распределения фаз гармоник φ'_i по z (рис. 14, а-г) свидетельствуют о высокой степени фазового синхронизма в частотном спектре, наблюдаемого внутри шипа-солитона. Фазы φ'_i отвечают фазам впадин волн, а не их гребней, т. е. фазам колебаний типа $-A_n \cos(n\omega_1 t)$, отсчитываемым от момента времени, отвечающего пику шипа, т. е. минимуму мгновенной скорости в структуре на осциллограммах при $z = 0$.

Профили амплитуд и фаз на рис. 14 хорошо коррелируют с соответствующими распределениями, измеренными в [19-21] для начальных стадий формирования шипов и названными «шипами в пространстве». Сопоставление показывает, что основные свойства этих распределений практически одинаковы на всех стадиях развития $K C$ -солитона, начиная со стадии появления шипа, т. е. случай периодических областей пиков по z в [19-21] почти не отличается от случая уединенной области пика, реализованного в данной работе.

В целом распределения, приведенные на рис. 14, показывают консерватизм спектрального состава солитонной когерентной структуры в частотном спектре, наблюдаемый на существенно трехмерных стадиях ее развития.

На рис. 15 представлены количественные характеристики расплывания $K C$ -солитона в трансверсальном направлении. Его характерная поперечная ширина h_z находилась при помощи распределений, показанных на рис. 12-14, на уровне половины максимального значения (см. горизонтальные черточки на рис. 12) по каждой измеряемой характеристике, т. е. по z -распределениям: 1 — по амплитуде шипа, 2-4 — по амплитуде основной, второй и третьей гармоник, 5 — по дефекту средней скорости потока в месте расположения структуры. Из рис. 15 видно, что все методы определения зависимости $h_z(x)$ дают практически одинаковую скорость поперечного расплывания солитона при его смещении вниз по потоку и близкие значения его поперечной ширины. На стадии формирования (т. е. прибли-

зительно при $380 \leq x \leq 500$ мм) наблюдается быстрая самофокусировка структуры и небольшая обратная релаксация. После чего $КС$ -солитон движется вниз по потоку почти без поперечного расплывания. Характерный угол его расплывания в плоскости (x, z) на стадиях после $x \approx 500$ мм составляет всего около $0,2^\circ$, что в 45 раз меньше, чем соответствующий угол для линейного волнового пакета с малой амплитудой (генерируемого точечным источником), который был измерен в [51, 52] при той же скорости набегающего потока и частоте основной волны и был равен примерно $9,0^\circ$. Этот «линейный» угол показан на рис. 15 штриховой линией.

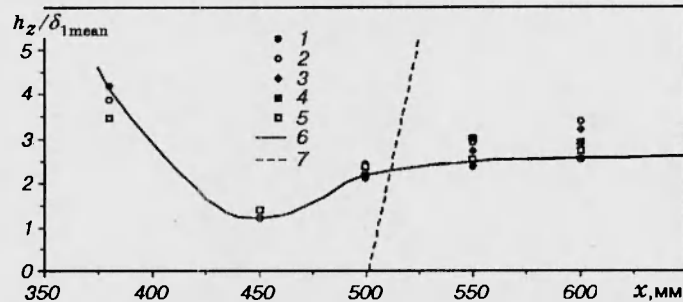


Рис. 15. Зависимость поперечного размера шипа-солитона h_z от продольной координаты, определенного по амплитуде шипа, амплитуде гармоник $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и по дефекту в профиле средней скорости (точки 1-5); 6 — аппроксимация точек 1; 7 — скорость расплывания линейного пакета [27]; $y = y_s$.

Ясно, что поперечное расплывание линейного пакета связано в основном с двумя обстоятельствами: с зависимостью фазовых скоростей трехмерных волн неустойчивости от угла их распространения и с быстрым затуханием в линейном случае трехмерных волн, наклоненных под большими углами к потоку [50–52]. Нелинейность в $КС$ -солитоне компенсирует дисперсию (по t, x, z) и приводит к постоянству свойств солитона на большом расстоянии вниз по потоку, составляющем десятки его характерных размеров и более сотни толщин вытеснения пограничного слоя. Из рис. 12–15 можно сделать общий вывод о том, что для всех измеренных (при $y = y_s$) распределений и на всех стадиях развития (после завершения процесса формирования) распределения по z амплитуд гармоник, формирующих шип-солитон, имеют преимущественно форму пика с ярко выраженным максимумом, положение которого совпадает с центром солитона ($z = 0$), а форма, характеризуемая волновыми спектрами, остается практически неизменной.

Ввиду существенно трехмерной природы $КС$ -солитона на поздних стадиях его развития интересно изучить его частотно-волновой спектр после двойного фурье-преобразования по координатам t и z . Результаты волнового анализа распределений, приведенных на рис. 14, а–г, для поздних стадий развития (от $x = 500$ мм до $x = 650$ мм) в условиях настоящих экспериментов представлены на рис. 16 в виде сечений комплексных частотно-волновых спектров по $\omega = \text{const}$ (для различных значений $\omega = n\omega_1, n = 1, 2, 3, \dots$) как функций от трансверсального волнового числа β .

Амплитудные волновые спектры демонстрируют преобладание плоской волны ($\beta = 0$) на частоте основной гармоники почти на всех этапах развития. У колебаний на частоте основной волны ω_1 плоская волна все время превышает по амплитуде любую из трехмерных мод ($\beta \neq 0$). У остальных гармоник моды с $\beta = 0$, как правило, не выделяются силь-

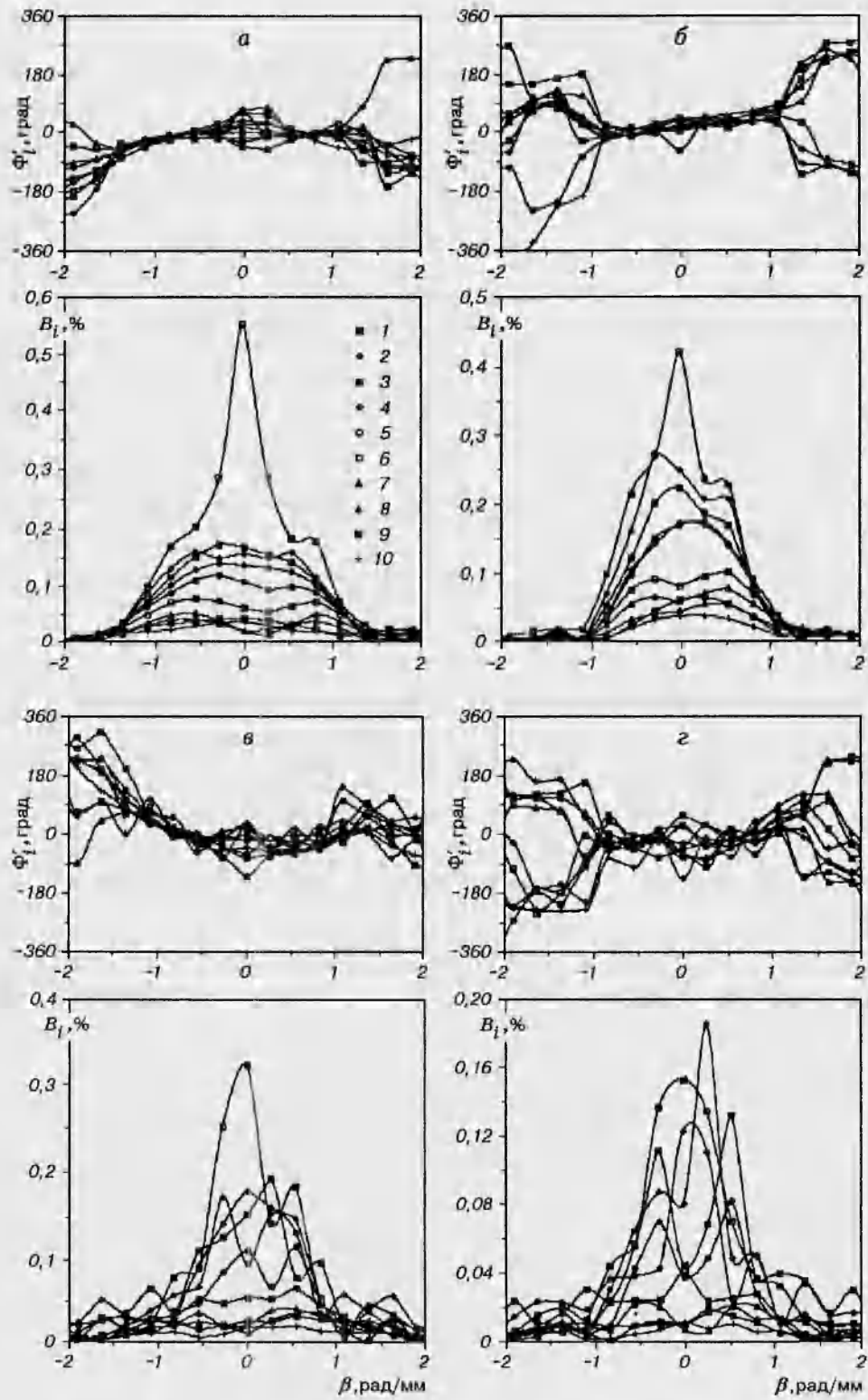
но в спектре. Как и у основной волны ω_1 , большинство распределений для высших частотных гармоник близки к симметричным относительно оси $\beta = 0$. При этом максимальные амплитуды достигаются либо при $\beta \approx 0$, либо при $\beta \approx \pm\beta^*$, где значения β^* находятся в диапазоне от 0 до $\sim 0,8$ рад/мм ($\beta^*\delta_1$ соответственно от 0 до 1,4). (Вполне вероятно, что имеющаяся асимметрия связана просто с ошибкой измерения, которая возрастает с увеличением частоты и координаты x .) Энергонесущая часть частотно-волнового спектра в основном сосредоточена в диапазоне волновых чисел $\beta \approx \pm 1$ рад/мм (т. е. $\beta\delta_1 \approx \pm 1,7$), что отвечает характерному пространственному размеру шипа-солитона ~ 6 мм (т. е. около $3,5\delta_1$). Как видно из рис. 16, д, формы амплитудных спектров для мод $\omega_2, \omega_3, \omega_4 \dots$ обладают подобием (в пределах некоторого экспериментального разброса).

Соответствующие фазовые спектры (рис. 16) демонстрируют синхронизацию фаз частотно-волновых гармоник Φ' в широком диапазоне частот (от $\omega = \omega_1$ до $\omega = (10 \div 12)\omega_1$) и волновых чисел (от $\beta \approx -1$ рад/мм до $\beta \approx +1$ рад/мм или от $\beta\delta_1 \approx -1,7$ до $\beta\delta_1 \approx +1,7$). Исключение в волновом спектре составляют плоские моды ($\beta = 0$), степень синхронизации которых заметно хуже трехмерных. Наилучшая синхронизация мод наблюдается при $x = 550$ мм, где, по-видимому, солитон уже окончательно сформирован, но турбулизация потока, нарушающая степень синхронизации фаз, еще не очень велика. В последнем измеренном сечении ($x = 650$ мм) точность синхронизации заметно уменьшается и диапазон волновых чисел, где она наблюдается, несколько сужается. Эти особенности, судя по всему, связаны с сильным шумом (в том числе фазовым), привносимым развивающейся внутри пограничного слоя турбулентностью.

В [19–21] впервые показано, что моды частотно-волнового спектра (для последовательных частот $\omega_1, 2\omega_1$ и $3\omega_1$) имеют зоны фазовой синхронизации, возникающей при $x \approx 430$ мм в момент формирования первого шипа на осциллограммах. Приведенные на рис. 16 спектры хорошо качественно согласуются с результатами [19–21] и показывают, что структура частотно-волновых спектров (как амплитудных, так и фазовых) остается качественно неизменной на всех трехмерных стадиях развития K -солитона и характеризуется набором частотно-волновых гармоник с характерными волновыми числами $\beta\delta_1$ порядка ± 1 (до $\sim \pm 1,7$), фазы которых синхронизованы между собой.

Наиболее наглядно зоны фазовой синхронизации, упомянутые выше, наблюдаются на двумерных (ω, β) распределениях амплитуд B_i и фаз Φ_i частотно-волновых мод, приведенных на рис. 17, 18 в виде изолиний уровня. Рис. 17 соответствует x -координате, где трехмерный солитон уже почти сформировался, а рис. 18 показывает последующие стадии развития. Амплитудные части частотно-волновых спектров (рис. 17, а, 18, а, б) наглядно показывают, что основная энергия возмущений в солитоне сосредоточена внутри области, близкой к прямоугольной, с границами (по уровню 10 % от максимальной амплитуды), примерно очерченными прямыми линиями $\beta \approx \pm 1$ рад/мм ($\beta\delta_1 = \pm 1,7$) и $\omega = 0, \omega \approx 7\omega_1$. На фазовых частях спектров (рис. 17, б, 18, в, г) в области примерно такой же прямоугольной формы и такой же ширины по оси волновых чисел β наблюдается сильная фазовая синхронизация частотно-волновых мод. Хотя длина этой области по оси частот заметно больше длины зоны амплитуд, превышающих 10 % от максимума, она простирается примерно до частот $\omega \approx 12\omega_1$.

Область фазовой синхронизации мод ($|\Phi'| \approx 0$) похожа на «яму» с крутыми («обрывистыми») краями и почти плоским дном. Крутизна краев (т. е. густота изолиний фазы) несколько возрастает на участке от $x = 500$ мм до $x = 550$ мм.



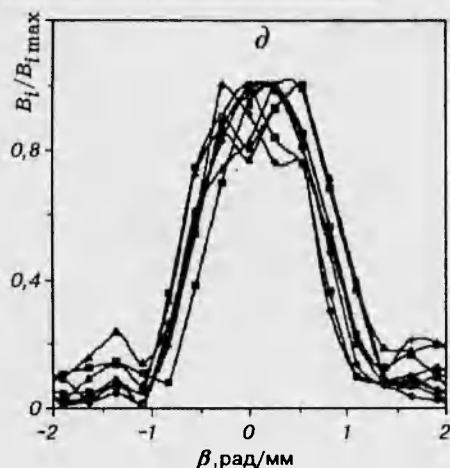


Рис. 16. Амплитудные и фазовые волновые спектры шипа-солитона для $x = 500; 550; 600; 650$ мм (а-г) и нормированные амплитудные волновые спектры при $x = 550$ мм (д):

1-10 отвечают $\omega_1, \dots, \omega_{10}$; $y - y_s$

В последней исследованной точке ($x = 650$ мм) края зоны синхронизации становятся изрезанными и слегка размытыми турбулентностью. На дне «ямы» наблюдаются «бугорки» (вблизи $\beta = 0$), соответствующие зонам худшей синхронизации мод. Положение этих «бугорков» рассинхронизации вдоль оси ω и их величина зависят от координаты x . Интересно отметить, что один из этих «бугорков» выходит на нижний край «ямы» и при всех x центр его совпадает с плоской основной волной, которая не синхронизована с солитоном.

Таким образом, характеристики формы шипов-солитонов в физическом пространстве, а также в частотных и частотно-волновых спектрах, приведенные в этом пункте, показывают довольно простую и регулярную их структуру, которая, как и другие свойства KC -солитонов, остается почти неизменной на большом протяжении вниз по потоку вплоть до завершающих стадий ламинарно-турбулентного перехода.

6. Структура возмущений по нормали к стенке. 6.1. Начальная стадия развития KC -солитона. Структура возмущения по нормальной к стенке координате y , соответствующая начальному этапу развития KC -солитона ($x = 450$ мм), иллюстрируется на рис. 19-21, где проводится сравнение с данными [28].

На рис. 19 приведено пять семейств осциллограмм пульсаций скорости (полученных при движении датчика от стенки) в виде отдельных реализаций процесса (а), а также в виде осредненных по 350 периодам осциллограмм (б), представляющих периодическую компоненту пульсаций,

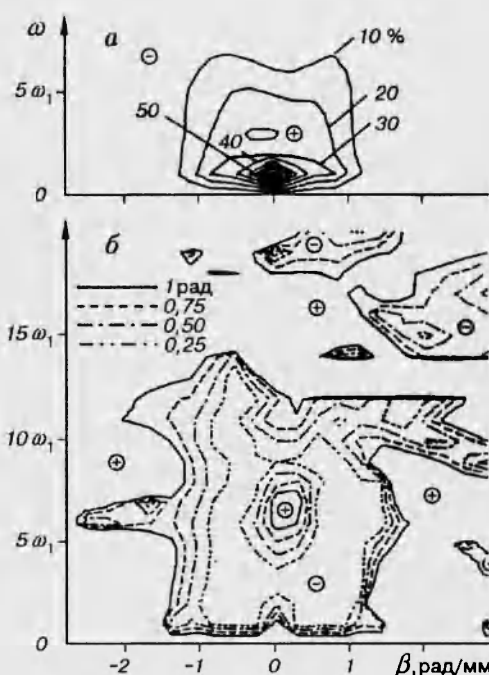


Рис. 17. Изолинии уровня амплитуд (а) и модуля фаз (б) мод частотно-волнового спектра шипа-солитона при $y = y_s$:

шаг изолиний амплитуд 10 % от $B_{i,max}$ (диапазон от 100 до 10 %); шаг изолиний фаз 0,25 рад (диапазон от 1 до 0,25 рад); $x = 500$ мм

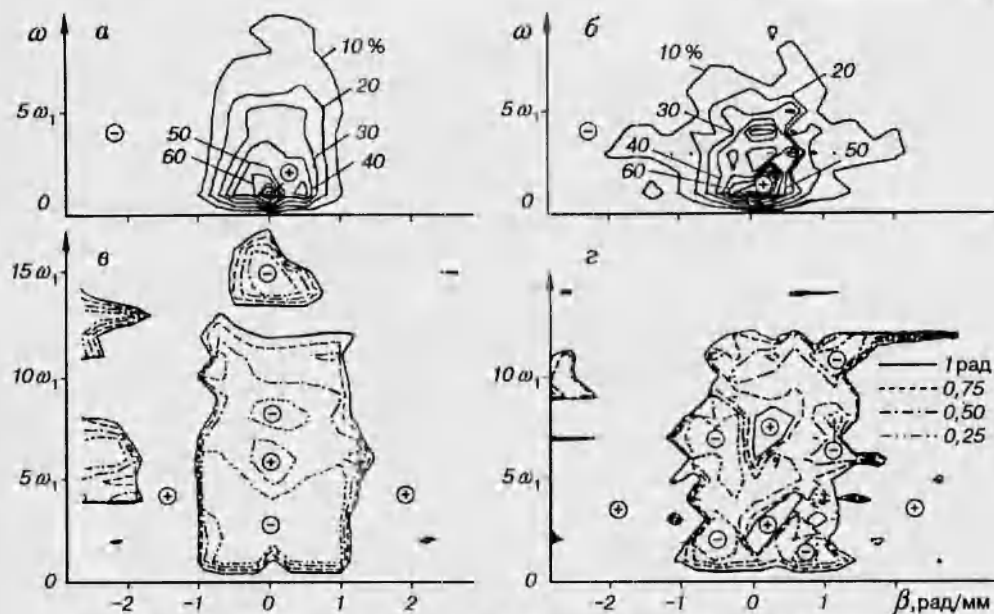


Рис. 18. См. подпись под рис. 17; $x = 550$ (а, в) и 650 мм (б, г); а, б — амплитудные спектры, в, г — фазовые

и отфильтрованных высокочастотных ($\omega \geq 6\omega_1$) осциллограмм (г), полученных из рис. 19, б и обозначенных в [28] как осциллограммы H_6 . Рис. 19, в, д соответствуют рис. 19, б, г, которые взяты из [28] при $x = 440$ мм.

На рис. 20 представлены три семейства мгновенных профилей скорости, полученных сечением массивов данных по $t = \text{const}$. При этом мгновенные профили на рис. 20, а, г являются интегральными по спектру (обозначение M_Σ из [28]), а профили на рис. 20, б, в, д, е представляют низкочастотную часть возмущений. Профили на рис. 20, б, д формируются только средней скоростью потока и возмущениями с частотами $\omega \leq 3\omega_1$ (обозначение M_3 из [28]), а профили на рис. 20, в, е — лишь средней скоростью и основной волной частоты ω_1 (профили M_1). Рис. 20, г-е построены на основе данных [28] и приводятся для сравнения.

При $x = 450$ мм течение остается практически периодическим во времени, о чем, в частности, свидетельствует почти полное сходство осредненных (рис. 19, б) и неосредненных (рис. 19, а) осциллограмм. Амплитуда всплесков-шипов близка здесь к своим максимальным значениям. При $y \approx 2,8$ мм ($y/\delta \approx 0,62$) она составляет $\sim 30\%$ от средней скорости свободного потока (ср. рис. 7, а) и $\sim 40\%$ от местной средней скорости течения. Характерные острые шипы на осциллограммах наблюдаются примерно при $0,62 \leq y \leq 0,76$. Осциллограммы H_6 (рис. 19, г) показывают, что высокочастотная часть пульсаций почти вся сосредоточена в средней части пограничного слоя (примерно при $0,47 \leq y/\delta \leq 0,76$), где и формируются шипы-солитоны. Это хорошо коррелирует с результатами асимптотической теории (см. [41–43]), где шипы-солитоны, описываемые уравнением Бенджамина — Оно, развиваются в так называемом промежуточном подслое, расположенном во внутренней части пограничного слоя, толщина которого довольно велика и увеличивается с ростом амплитуды солитона, в то время как в пристенной области и во внешней части пограничного слоя солитоны на этапе, описываемом теорией, не наблюдаются (см. ниже).

Профили мгновенной скорости потока на рассматриваемом этапе остаются в течение большей части периода довольно наполненными и

близкими к профилю невозмущенного пограничного слоя. Область сильно возмущенных мгновенных профилей (рис. 20,а при $t' \sim T/2$) примерно совпадает на этом раннем этапе развития с областью формирования шипа-солитона на осциллограммах (рис. 19,а,б).

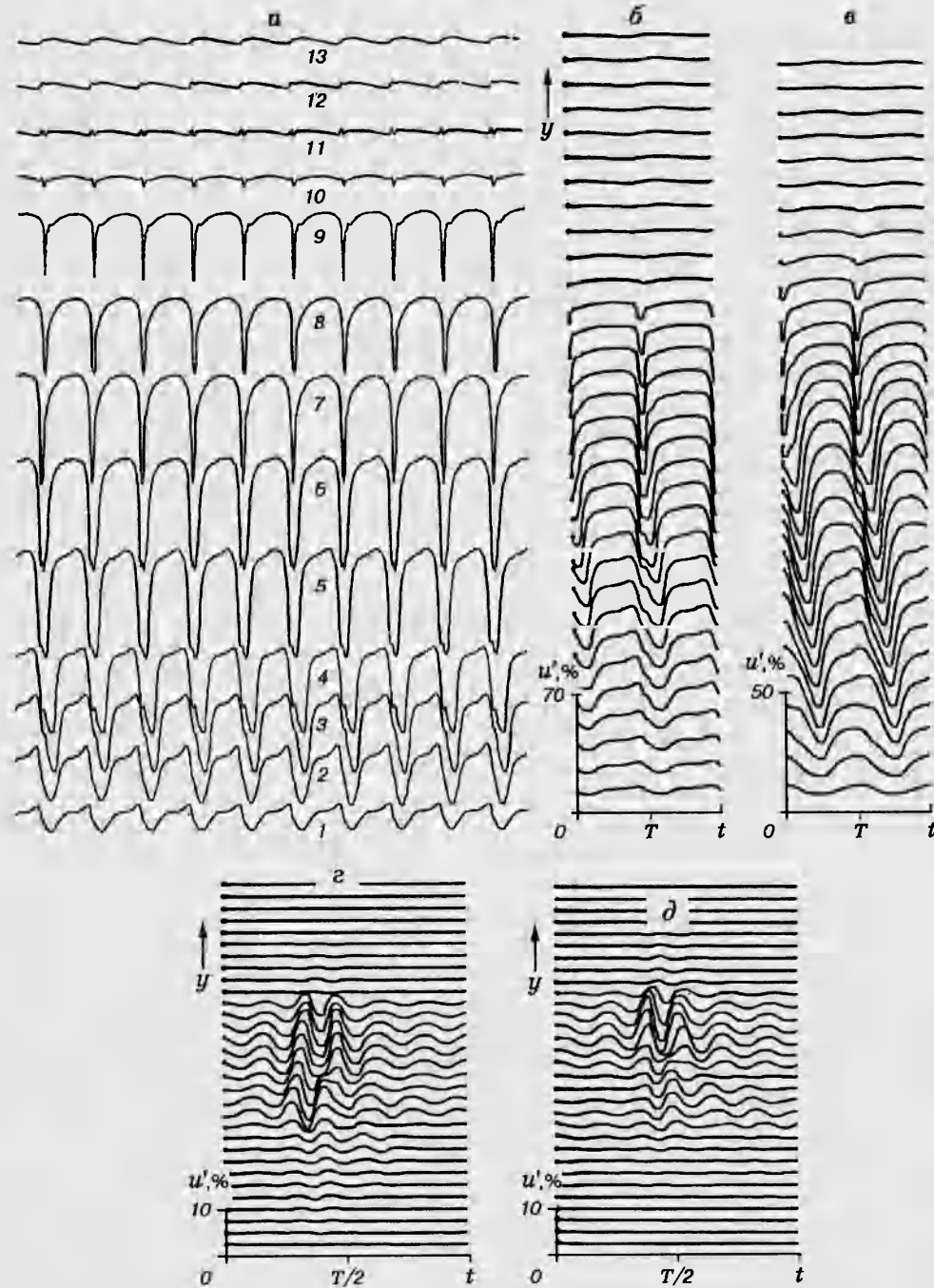


Рис. 19. Осциллограммы пульсаций скорости (синхронизованные опорным сигналом), полученные на разных расстояниях от стенки при $x = 450$ мм (а, б, е) в данной работе и при $x = 440$ мм (в, д) в [28]:

а — сигнал с термоанемометра; б, в — синхронные осредненные осциллограммы; г, д — высокочастотные синхронные осредненные осциллограммы H_6 ($\omega \geq 6\omega_1$); е — кривые 1–13 отвечают $y = 0,35; 0,70; 1,04; 1,37; 1,78; 2,25; 2,44; 2,63; 3,00; 3,35; 3,80; 4,34; 5,68$ мм; $\delta = 4,5$ мм; $\delta_1 = 1,66$ мм; $z = 0$

По существу, мгновенные профили рис. 20,а и осредненные осциллограммы рис. 19,б представляют собой два семейства сечений (по $y = \text{const}$ и $t = \text{const}$ соответственно) одного и того же массива экспериментальных данных и отражают два взгляда на формирующийся $K C$ -солитон.

Слой сильного сдвига (CC -слой) существует на мгновенных профилях M_Σ (рис. 20,а) в течение времени от ~ 19 -го до 39-го профиля и находится на этом этапе приблизительно при $0,3 \leq y \leq 0,6$. Области существования CC -слоя и солитонов по t и y пересекаются (шип соответствует 24-му профилю на рис. 20,а), однако центры их не совпадают (в особенности по координате y). Тенденция расхождения этих областей по мере развития шипа-солитона усиливается вниз по потоку и приводит к их почти полному разделению по t и y уже при $x = 500$ мм. Это разделение возмущений на два сорта подробно исследовалось в [28] в связи с изучением роли механизма локальной высокочастотной вторичной неустойчивости течения в процессе порождения всплесков-шипов. Полученные в настоящей работе данные хорошо воспроизводят результаты [28] и продолжают их в область более поздних стадий развития $K C$ -солитона. В то же время имеются и некоторые отличия, связанные, скорее всего, с отличием спектра начальных возмущений, — присутствие периодических наклеек под ленточкой в [28] и уединенной прорези в более толстой наклейке в данной работе, что обеспечивало появление периодической по z картины шипов и впадин в [28] и уединенного пика в данной работе.

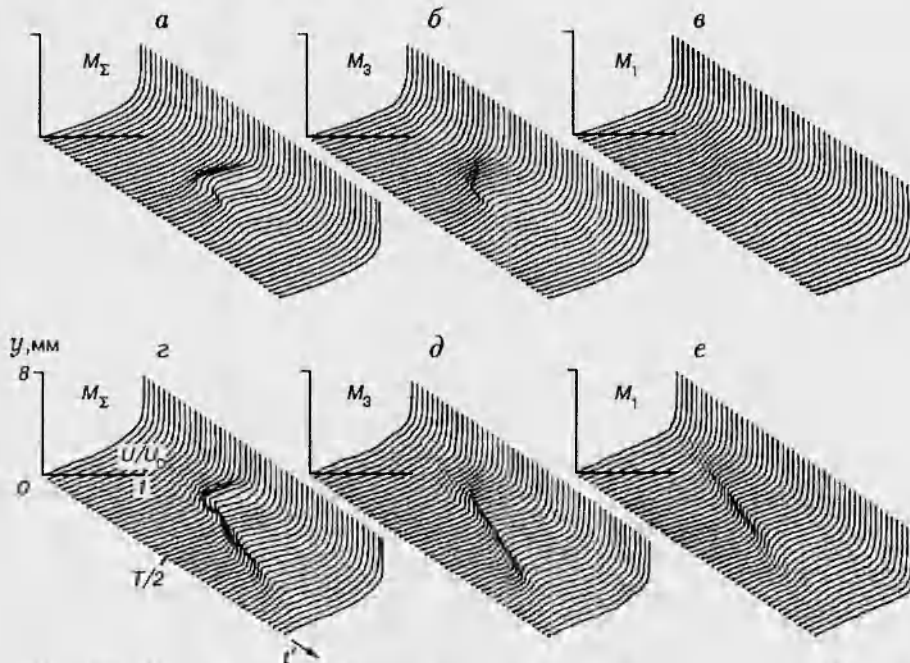


Рис. 20. Мгновенные профили скорости по y , полученные при $x = 450$ мм (а-в) в данной работе и при $x = 440$ мм (д,е) в [28]:

а, д — интегральные по спектру профили M_Σ ; б, д — низкочастотные профили M_3 ;
в, е — низкочастотные профили M_1 ; а-в — $t' = t + T/2$; д-е — $t' = t + (29/48)T$;
 $z = 0$

Стадия развития $K C$ -солитона, которая рассматривается в этом пункте ($x = 450$ мм), примерно соответствует координате $x = 440$ мм в K -режиме перехода, изученном в [28], о чем свидетельствуют семейства как интегральных по спектру осциллограмм на рис. 19,в (ср. с рис. 19,б), так и высокочастотных осциллограмм H_6 на рис. 19,д (ср. с рис. 19,з). Именно на этой стадии впервые появляется довольно развитый шип и

пока отсутствует его удвоение (в области ближе к стенке). Упомянутые выше различия результатов наблюдения на этой стадии от результатов [28] связаны главным образом с низкочастотными возмущениями, развивающимися в основном в пристеночной области, а также со стационарными возмущениями среднего потока.

Одним из отличий K -режима с уединенным пиком, реализованным в настоящей работе, является меньшая развитость слоя сильного сдвига на стадиях возникновения шипа ($x = 450$ мм в данной работе и $x = 440$ мм в [28]). Это наблюдается как в профилях средней скорости, так и в мгновенных профилях. Профиль средней скорости, измеренный в настоящей работе при $x = 450$ мм, где уже возникает шип (рис. 21,а), весьма близок к невозмущенному (ср. с профилем при $x = 380$ мм из [28] на рис. 21,а) и совершенно не имеет CC -слоя и даже точки перегиба. Соответственно область существования мгновенных профилей с CC -слоем на рис. 20,а тоже значительно более локализована, чем на соответствующих мгновенных профилях M_2 из [28], приведенных на рис. 20,г. Сравнение низкочастотных мгновенных профилей M_3 (рис. 20,б,д) и M_1 (рис. 20,в,е) показывает столь же сильное их отличие, как и профилей средней скорости (рис. 21,а). Низкочастотные слои сдвига в этом случае развиты очень слабо.

С учетом результатов измерений [3, 14] приведенное выше сопоставление означает, что в варианте K -режима перехода, реализованного в данной работе (с уединенным пиком по оси z), шипы возникают в условиях, когда амплитуды продольных стационарных вихрей (вызывающих появление CC -слоя в профиле средней скорости) очень малы (они достигают больших амплитуд, но на более поздних стадиях развития). Аналогично меньшую амплитуду имеют на этом этапе пульсации продольных вихрей на низких частотах, формирующие локальные по времени и пространству низкочастотные мгновенные профили скорости с CC -слоем, которые часто рассматриваются как причина появления всплесков-шипов через посредство механизма локальной высокочастотной вторичной неустойчивости (см. также [28]).

Сопоставление свойств возмущений на стадии появления первого шипа, приведенное выше, в частности, показывает, что роль стационарных возмущений (продольных вихрей), возникающих обычно в K -режиме перехода, в процессе порождения всплесков-шипов (K CC -солитонов), по-видимому, не столь велика, как это часто предполагается. Эти наблюдения хорошо коррелируют с выводом работы [28] о том, что появление шипов-солитонов не связано непосредственно с механизмом локальной высокочастотной (перегибной) вторичной неустойчивости, которая может развиваться на CC -слоях, так как в условиях настоящей работы эти слои в мгновенных профилях очень слабо развиты к моменту появления шипов, а в профилях средней скорости отсутствуют вовсе. Слабая интенсивность CC -слоев в данном случае не отражается существенным образом на процессе генерации K CC -солитонов, который протекает в основном таким же образом, как и в присутствии сильных пульсирующих продольных вихрей, обычно наблюдаемых при периодической модуляции основного потока в работах [3, 14, 19–21] и др. Как будет показано ниже, в этом случае CC -слой развивается в профилях средней скорости (как обычно, в области пика по z) на более поздних этапах развития возмущений, уже после появления первых всплесков-шипов. Вероятно, именно указанными выше обстоятельствами объясняется хорошее описание начальных стадий формирования K CC -солитонов асимптотической теорией [33–36, 41–43], которая является чисто двумерной и вообще не учитывает существования продольных вихрей.

В слабонелинейных подходах к описанию начальных стадий K -

режима перехода стационарным трехмерным возмущениям часто отводится весьма существенная роль (см., например, [12]). Так, одной из причин порождения трехмерных мод $(\omega_1, \pm\beta_r)$ ($\pm\beta_r$ — волновые числа в трансверсальном направлении) считается так называемый фундаментальный резонанс между основной волной $(\omega_1, 0)$ и стационарной модуляцией основного потока $(0, \beta_r)$. Альтернативный механизм был предложен в [22] и впервые изучен в [25], а затем обобщен в рамках резонансно-волновой концепции в [7, 8]. Он заключается в объяснении усиления мод типа $(\omega_1, \pm\beta_r)$ за счет их резонансного взаимодействия с модами $(\omega_1, 0)$ и $(2\omega_1, 0)$. В [44, 45] показано, что реально наблюдаемые в физическом [19–21] и численном [45] экспериментах скорости роста мод $(\omega_1, \pm\beta_r)$ не объясняются любыми из приведенных выше типов резонансов по отдельности, но хорошо описываются их совместным действием. Однако очень малая амплитуда моды $(0, \beta_r)$ в K -режиме перехода, реализованном в настоящей работе, свидетельствует о том, что фундаментальный резонанс в данном случае, вероятно, не играет столь существенной роли.

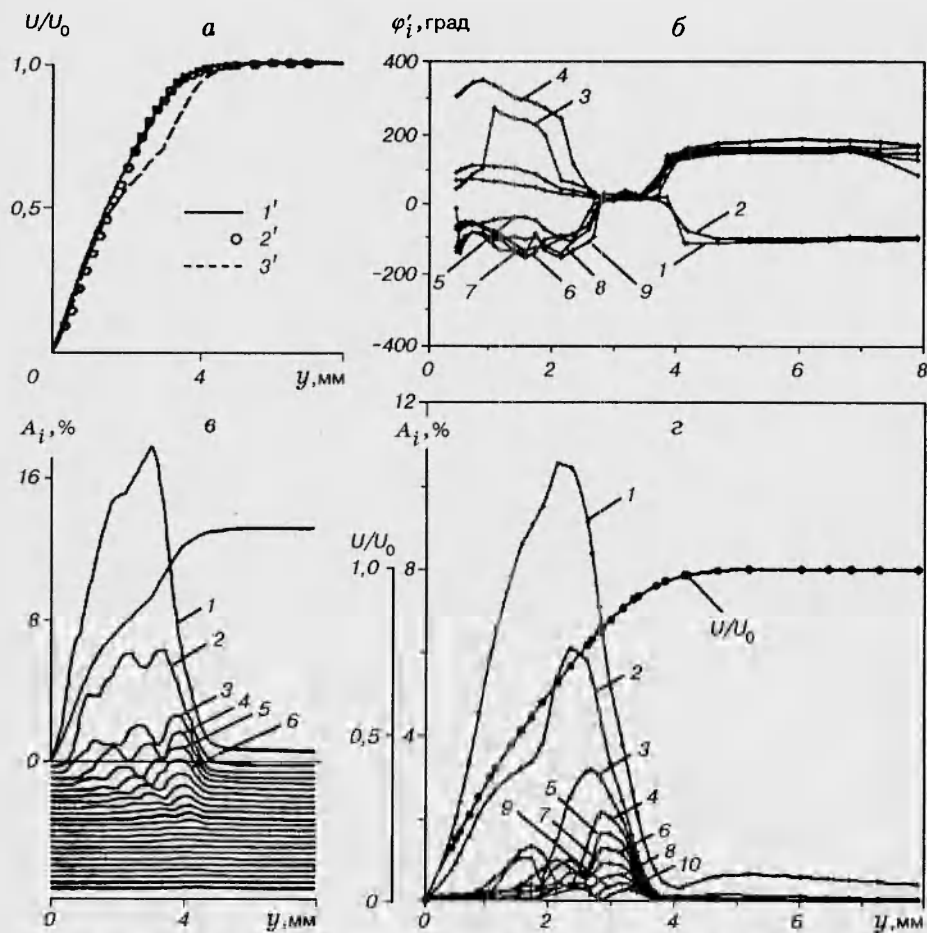


Рис. 21. Профили средней скорости (а), амплитуд (в, г) и фаз (б) частотных гармоник $\omega_1, \dots, \omega_{10}$ (линии 1–10), полученные в данной работе (б, г и линии 1', 2' на а) при $x = 450$ мм и в [28] (в и 3' на а) при $x = 440$ мм; $z = 0$

Рассмотрим структуру профилей по y амплитуд и фаз различных мод частотного спектра. Поскольку спектры пульсаций на анализируемом начальном этапе ($x = 450$ мм) состоят практически исключительно из основной волны частоты ω_1 и ее высших гармоник $\omega_n = n\omega_1$, $n = 2, 3, \dots$ (см. рис. 4), то на рис. 21,б,г приведены распределения амплитуд и фаз именно для этих гармоник ($n = 1, 2, \dots, 10$). Для сравнения на рис. 21,в показаны соответствующие амплитудные профили, полученные на основе [28] (для $x = 440$ мм). Видно, что в этом случае, как и в [28], амплитудные профили имеют характерный для этапа появления первого шипа вид с почти четкой иерархией величины и формы профилей по номерам гармоник.

Максимумы u всех гармоник, кроме первых двух-трех, наблюдаются во внешней части пограничного слоя ниже скачка фаз в фазовых профилях (при $y/\delta \approx 0,64 \div 0,73$ на рис. 21,г и $y/\sigma \approx 0,80 \div 0,85$ на рис. 21,в). Именно в этой области на осциллограммах присутствует шип-солитон и амплитуды гармоник затухают с частотой почти строго по геометрической прогрессии (см. рис. 4, 5). Ближе к стенке амплитуда каждой гармоники уменьшается, но не монотонно, а в виде затухающих биений, причем положение максимумов и минимумов этих биений плавно смещается по y от стенки по мере роста номера гармоники n (особенно отчетливо это движение видно на рис. 21,в). Такое поведение амплитудных профилей высших частотных гармоник объясняется в рамках резонансно-волновой концепции [7, 8] через суперпозицию собственных функций набора трехмерных мод одинаковой частоты, но с разными углами наклона к потоку, усиливаемых системой резонансов субгармонического типа.

Наиболее существенное отличие амплитудных профилей на рис. 21,в и г наблюдается в характерных размерах по y . В данных экспериментах (рис. 21,г) профили больше «прижаты» к стенке, чем в [28] (рис. 21,в). Это отличие, судя по всему, связано в основном с меньшей локальной толщиной пограничного слоя в настоящей работе ($\delta = 4,5$ мм, $\delta_1 = 1,66$ мм) по сравнению с [28] ($\delta = 4,9$ мм, $\delta_1 = 2,0$ мм), что, в свою очередь, является результатом меньшей интенсивности продольных вихрей, утолщающих пограничный слой в области пика. Меньшая локальная толщина пограничного слоя приводит в данной работе к приближению зоны возникновения шипа-солитона к стенке в размерных координатах. Кроме того, уменьшаются и характерные безразмерные y -координаты шипов (ср. рис. 21,в и г). В то же время различия эти не умаляют отмеченное выше большее общее сходство амплитудных профилей на стадии появления первого развитого шипа.

Соответствующие фазовые профили основной волны и ее высших гармоник, полученные в настоящей работе, приведены на рис. 21,б. Фазы φ'_i отвечают фазовым сдвигам впадин волн, отсчитываемым от момента времени, совпадающего с острием шипа. Профили ярко демонстрируют синхронизацию фаз частотных гармоник во внешней части пограничного слоя, которая впервые была продемонстрирована в [19]. Положение области синхронизации фаз ($0,62 \leq y/\delta \leq 0,76$) совпадает с областью развитого шипа на осциллограммах пульсаций (рис. 19,а,б) и соответствует зоне главных максимумов в распределениях амплитуд высших гармоник по y (рис. 21,г). Ближе к стенке фазы гармоник расстраиваются, а при удалении от стенки для всех гармоник происходит скачок на $\pm 180^\circ$, характерный для собственных функций как плоских, так и трехмерных волн неустойчивости, после чего фазы остаются практически постоянными до конца области измерений.

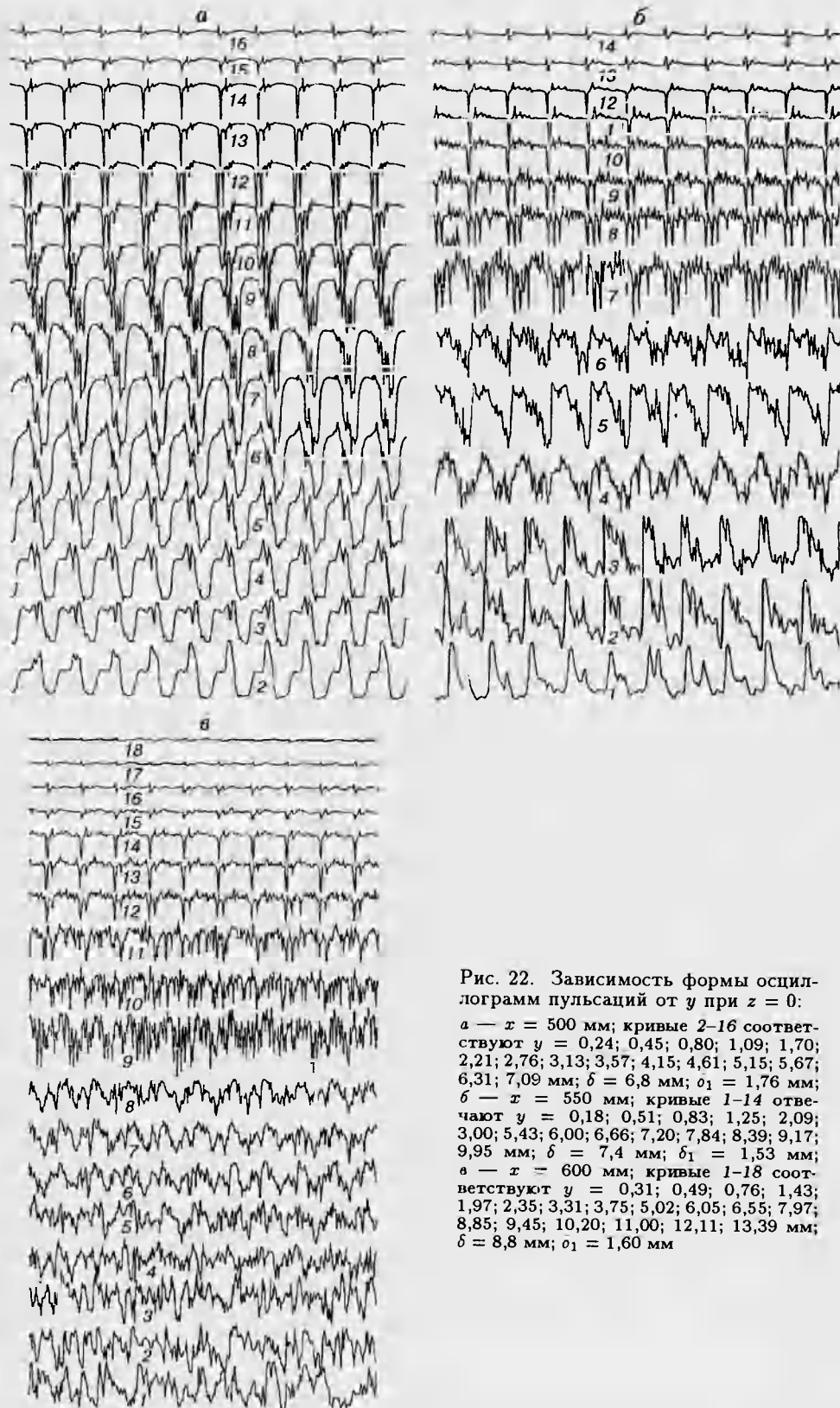


Рис. 22. Зависимость формы осциллограмм пульсаций от y при $z = 0$:

a — $x = 500$ мм; кривые 2–16 соответствуют $y = 0,24; 0,45; 0,80; 1,09; 1,70; 2,21; 2,76; 3,13; 3,57; 4,15; 4,61; 5,15; 5,67; 6,31; 7,09$ мм; $\delta = 6,8$ мм; $\sigma_1 = 1,76$ мм;
 $б$ — $x = 550$ мм; кривые 1–14 отвечают $y = 0,18; 0,51; 0,83; 1,25; 2,09; 3,00; 5,43; 6,00; 6,66; 7,20; 7,84; 8,39; 9,17; 9,95$ мм; $\delta = 7,4$ мм; $\delta_1 = 1,53$ мм;
 $в$ — $x = 600$ мм; кривые 1–18 соответствуют $y = 0,31; 0,49; 0,76; 1,43; 1,97; 2,35; 3,31; 3,75; 5,02; 6,05; 6,55; 7,97; 8,85; 9,45; 10,20; 11,00; 12,11; 13,39$ мм; $\delta = 8,8$ мм; $\sigma_1 = 1,60$ мм

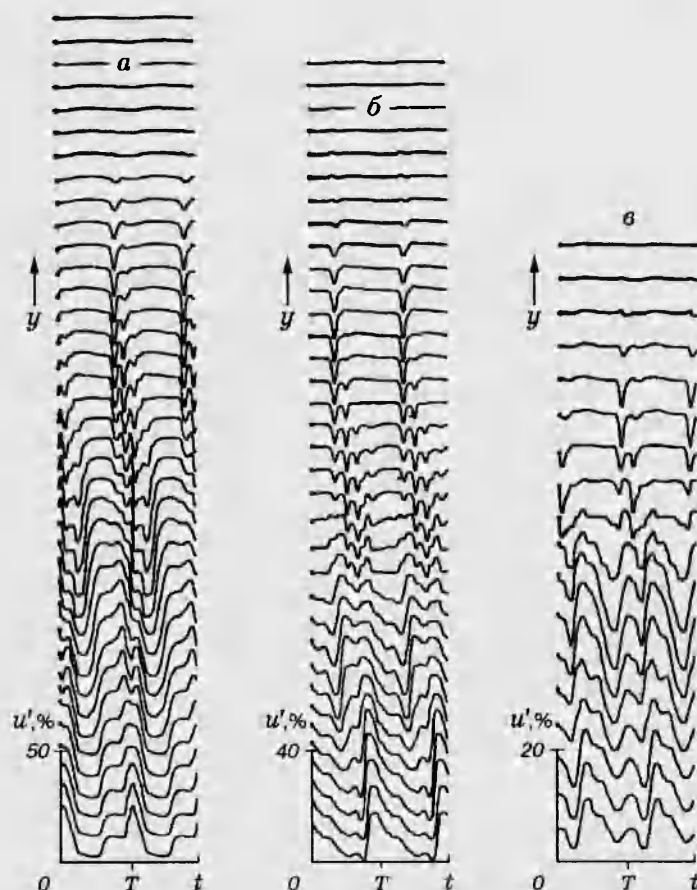


Рис. 23. Зависимость формы синхронно осредненных осциллограмм пульсаций от y при $z = 0$:
 a - $в$ — $x = 500; 550; 600$ мм

Таким образом, измерения структуры возмущений поперек пограничного слоя на начальном этапе развития K C -солитона показали, что она в основном типична для этого этапа K -режима перехода. В то же время для реализованной в данных экспериментах разновидности K -режима (с уединенной по z областью пика, а не периодическими пиками, как в большинстве предыдущих работ) характерно очень слабое развитие слоя сильного сдвига (для обсуждаемого в данном пункте этапа появления первого развитого шипа) в мгновенных профилях скорости (как интегральных по спектру, так и низкочастотных) и полное отсутствие слоя сильного сдвига (и даже точки перегиба) в профилях средней скорости.

6.2. *Эволюция формы осциллограмм пульсаций и мгновенных профилей скорости.* Дальнейшее развитие осциллограмм и мгновенных профилей возмущений внутри пограничного слоя в области пика иллюстрируется рис. 22–26.

На рис. 22 приведены три семейства единичных реализаций осциллограмм пульсаций скорости, полученных на различных расстояниях от передней кромки. Аналогичные осциллограммы, но полученные после процедуры синхронного осреднения, приведены на рис. 23.

При $x = 500$ мм (рис. 22, a , 23, a) около внешней границы пограничного слоя ($y \approx 5,7$ мм) видны типичные шипы. Ближе к стенке имеет место удвоение, утроение и т. д. количества шипов, что отмечено еще в экспериментах [2, 3], но в течение более 20 лет связывалось с разрушением шипов вниз по потоку. Традиционная трактовка умножения шипов как процесса

их разрушения неадекватна физической природе этого явления. Ошибка в трактовке связана с удалением формирующихся шипов-солитонов от стенки (см. рис. 3 и работу [28]). Дело в том, что при движении вдоль оси x на постоянном размерном расстоянии от стенки датчик последовательно попадает сначала в область, где наблюдается один шип, затем — два, три и т. д. Это явление неадекватно воспринималось как процесс разрушения шипов вниз по потоку.

Истинная картина течения выглядит совсем иначе. Из рис. 22, 23 видно, что KC -солитон имеет сложную структуру по y , проявляющуюся на осциллограммах в виде всплесков-шипов, умножающихся при приближении к стенке. Причем эта структура, как и почти все другие свойства солитона, практически неизменна и сохраняет все свои основные черты вплоть до очень поздних стадий развития процесса перехода, где вблизи стенки пульсации носят уже почти турбулентный характер (см. кривые 1–8 на рис. 22,б). Все это семейство осциллограмм с шипами (кривые 8–16 на рис. 22,а, 7–14 на рис. 22,б, 9–18 на рис. 22,в и соответствующие им осциллограммы на рис. 23) движется вниз по потоку практически как единое целое, т. е. как когерентная структура или совокупность когерентных структур. При этом характерные расстояния по времени между 1-м и 2-м, 2-м и 3-м, 3-м и 4-м шипами остаются почти постоянными: $\Delta t \approx 1,56; 1,73; 1,84$ мс соответственно при $x = 500; 550$ и 600 мм (при характерном временном размере шипа $\tau \approx 0,83$ мс), в безразмерных единицах времени соответственно $\Delta t^0 = \Delta t U_0 / \delta_1 \approx 8,1; 10,4; 10,6$ при $\tau^0 = \tau U_0 / \delta_{1\text{mean}} = 4,8$ ($\delta_{1\text{mean}} = 1,66$ мм — среднее значение толщины вытеснения при $z = 0$).

В то же время в пристенной части пограничного слоя структура возмущений существенно другая. При $x = 500$ мм (рис. 22,а, 23,а) в области значений $y \approx 1,2 \div 2,4$ мм ($y/\delta \approx 0,17 \div 0,34$) осциллограммы начинают приобретать характерную форму в виде «пилы» с зубцами, образуемыми резким скачком мгновенной скорости потока от меньших к большим значениям (амплитудой до 35 % от U_0 и до 43 % от местной средней скорости потока) и последующим более плавным ее уменьшением, сопровождающимся нерегулярными колебаниями (рис. 22,а). Эти особенности колебаний в пристенной области более отчетливо видны на более поздней стадии развития перехода (рис. 22,б, 23,б, $x = 550$ мм). «Пила» на этой стадии приобретает более «развитую» форму и наблюдается в широком диапазоне значений координаты y , разделяющемся на два поддиапазона (при $y \approx 1,5 \div 3,8$ мм, $y/\delta \approx 0,2 \div 0,45$ и приблизительно при $y \leq 1,5$ мм, $y/\delta \leq 0,15$).

Интересно отметить, что «зубцы» сохраняются во внутренней части пограничного слоя на осредненных осциллограммах пульсаций вплоть до очень поздних стадий развития. Так, при $x = 600$ мм, где на единичных реализациях (рис. 22,в) пульсации примерно при $y \leq 5$ мм ($y/\delta \leq 0,5$) весьма напоминают уже турбулентные, на осредненных осциллограммах (рис. 23,в) по-прежнему сохраняются характерные «зубцы» и пилообразная форма кривых, причем в том же широком диапазоне координат y .

На рис. 24 приведены семейства осциллограмм высокочастотных пульсаций (в диапазоне частот H_6 , т. е. от частоты $6\omega_1$ и выше), полученные из осредненных осциллограмм рис. 23,а,б. Они показывают, что на этапе развитого KC -солитона почти вся энергия когерентных с основной волной детерминированных высокочастотных возмущений сосредоточена в солитоне. Хорошо видны высокочастотные составляющие 1-, 2-, 3- и даже 4-го шипов, которые располагаются во внешней части пограничного слоя (при $y \approx 2,6 \div 6,4$ мм, $y/\delta \approx 0,37 \div 0,9$, если $x = 500$ мм, и при $y \approx 4,4 \div 8,8$ мм, $y/\delta \approx 0,55 \div 1,10$, если $x = 550$ мм) и движутся вниз по потоку, почти не меняя своей формы и взаимного расположения.

Таким образом, осциллограммы пульсаций, полученные для разных стадий развития возмущений на различных расстояниях от стенки, показывают отчетливое разделение возмущений на пульсации, ассоциируемые с $КС$ -солитонами, которые наблюдаются в обширной внешней части пограничного слоя (при $y/\delta \gtrsim 0,5$) и имеют характерную форму шипов, и пристенные пульсации, которые имеют на осциллограммах форму «пилы» с характерными скачками скорости (зубцами) и наблюдаются также в широком диапазоне значений координаты y (при $y/\delta \lesssim 0,5$). Это разделение возникает на ранних стадиях развития $КС$ -солитонов и сохраняется до очень поздних стадий ($x = 600$ мм), где течение в пристенной области становится уже сильно турбулизированным.

Представляет интерес сопоставление свойств этих двух типов возмущений друг с другом и со свойствами мгновенных профилей скорости, наблюдаемых на стадиях развитых $КС$ -солитонов, приведенных на рис. 25, 26. Эти результаты (как и многие другие в настоящей работе) дополняют аналогичные данные из [28] для области поздних стадий развития $КС$ -солитонов.

Мгновенные профили, приведенные на рис. 25, 26, получены с помощью одноточечных измерений (сечением по $t = \text{const}$ массивов осциллограмм пульсаций, показанных на рис. 23, совместно с их частотной фильтрацией). По-

этому они отражают эволюцию только периодической (с периодом основной волны $T = 1/f_1$) составляющей пульсаций, которая доминирует лишь на начальном этапе, а затем появляется все более существенная аперiodическая (стохастическая) составляющая, которая при измерении мгновенных профилей играет роль возрастающего вниз по потоку шума.

На рис. 25, а-в показаны три семейства мгновенных профилей скорости для $x = 500$ мм: интегральные по частотному спектру профили M_Σ и низкочастотные профили M_3 и M_1 . На интегральных профилях (рис. 25, а) хорошо видны локальные провалы скорости, отвечающие 1-, 2- и отчасти 3-му шипам на осциллограммах (соответственно в районе профилей 14–16, 21–23 и 28–30). В области времени, примерно отвечающей 3-му шипу (с 26-го профиля и позже), наблюдается появление и постепенное движение к стенке $СС$ -слоя. Следует сразу отметить, что задержка по времени между фазами существования шипов (ассоциируемых с $КС$ -солитонами) и $СС$ -слоя на периоде основной волны все время меняется при смещении по x и не является определенной характеристикой развития возмущений. Это, в частности, хорошо видно при сопоставлении мгновенных профилей M_Σ на рис. 25, а ($x = 500$ мм) и рис. 26, а ($x = 550$ мм). На последних из них $СС$ -слой появляется уже в районе 1-го шипа, а не 3-го, как при $x = 500$ мм.

Об отсутствии определенной локальной фазовой связи $КС$ -солитона и $СС$ -слоя говорит и сравнение мгновенных профилей M_Σ на рис. 25, а ($x = 500$ мм) с аналогичными профилями на рис. 25, г, полученными из обработки результатов экспериментов [19–21] (как и рис. 25, д, е). Координата $x = 490$ мм в [19–21] примерно соответствует координате $x = 500$ мм

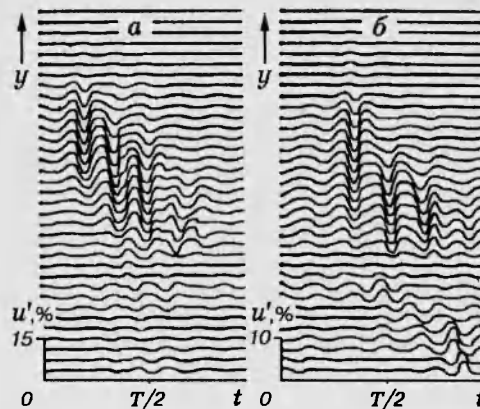


Рис. 24. Зависимость формы высокочастотных синхронно осредненных осциллограмм H_6 от y при $z = 0$:

а, б — $x = 500; 550$ мм

в настоящей работе, однако, как видно, CC -слой на рис. 25, z опять же имеет существенно другую фазу на периоде основной волны по сравнению с KC -солитоном (в данном случае они находятся примерно в противофазе).

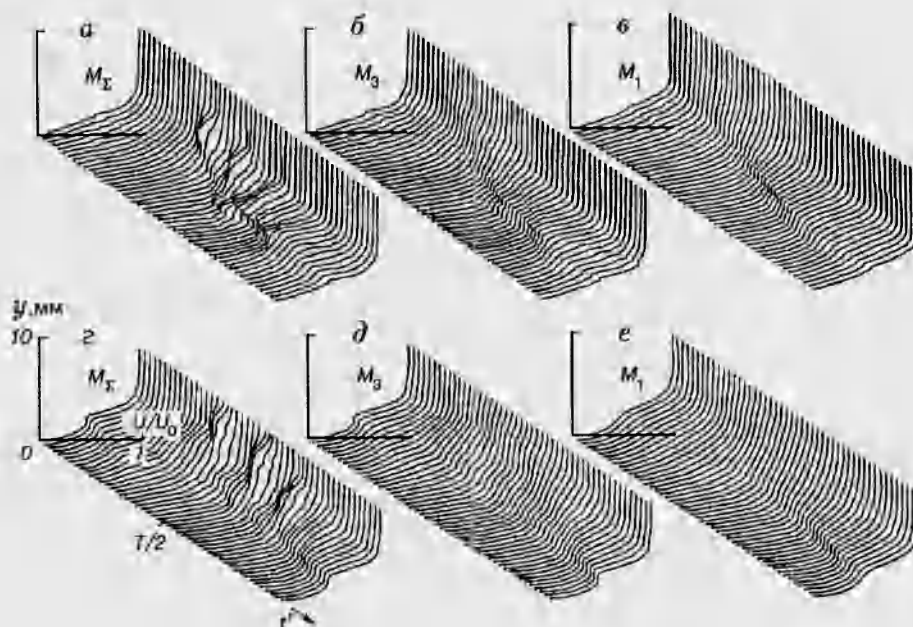


Рис. 25. Мгновенные профили скорости по y , полученные при $x = 500$ мм ($a-f$) в данной работе и при $x = 490$ мм ($z-e$) в [19-21]:

a, z — интегральные по спектру профили M_Σ ; b, d — низкочастотные профили M_3 ; c, e — низкочастотные профили M_1 ; $a-c$ — $t' = t + T/2$; $z-e$ — $t' = t$; $z = 0$

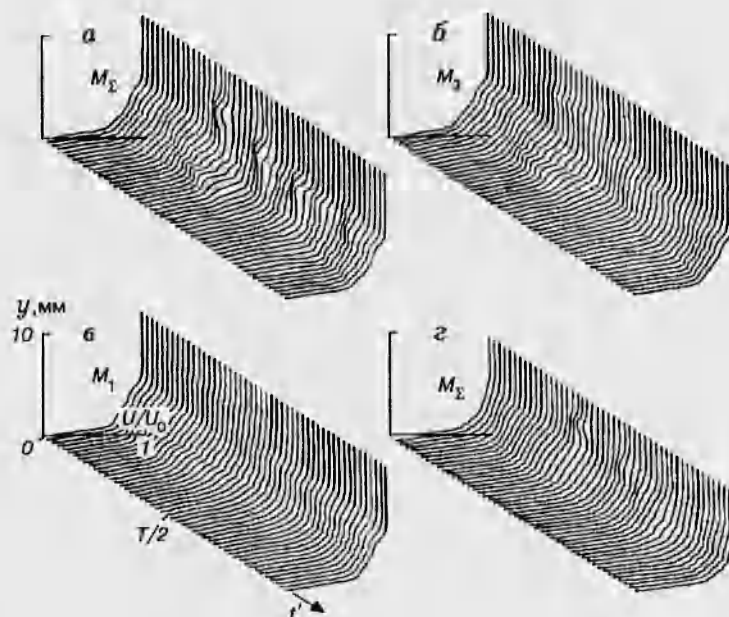


Рис. 26. Мгновенные профили скорости по y , полученные при $x = 550$ мм ($a-b$) и при $x = 600$ мм (z):

a, z — интегральные по спектру профили M_Σ ; b — низкочастотные профили M_3 ; c — низкочастотные профили M_1 ; $a-b$ — $t' = t$; $z-c$ — $t' = t + T/2$; $z = 0$

Низкочастотные мгновенные профили M_1 и M_3 , приведенные на рис. 25, б, в (а также профили на рис. 25, д, е, полученные из обработки данных [19-21]), отчетливо проявляют CC -слой и иллюстрируют его низкочастотную природу. В то же время высокочастотные возмущения, соответствующие KC -солитону (т. е. шипам), на профилях M_1 , M_3 не наблюдаются.

При $x = 550$ мм структура KC -солитона также хорошо видна на мгновенных профилях M_Σ (рис. 26, а) в виде последовательностей локальных провалов. Помимо трех первых шипов (профили 16-18, 24-26 и 32-34) в данном случае виден и 4-й шип (профили 41-43), CC -слой на этом этапе отчетливо виден на мгновенных профилях M_Σ и M_3 (рис. 26, а, б, в области под первым шипом) и развит существенно слабее, чем при $x = 500$ мм (рис. 25, а, б). Протяженность его существования во времени (а следовательно, и по продольной координате x) также существенно (в несколько раз) меньше, чем при $x = 500$ мм. Более того, при $x = 550$ мм на мгновенных профилях M_Σ и M_3 CC -слой выглядит примерно одинаково, а на профилях M_1 он вообще уже незаметен (рис. 26, в). Это значит, что основная волна (частоты ω_1) уже практически не вносит существенного вклада в его формирование.

При $x = 600$ мм в профилях M_Σ (рис. 26, г) по-прежнему отчетливо видны 1-й и 2-й шипы (профили 18-20 и 26-28), однако CC -слой практически уже не наблюдается. Тем более он отсутствует на низкочастотных профилях M_3 и M_1 , которые в этой области почти во все моменты времени очень наполнены и начинают напоминать профили турбулентного течения.

Отсутствие 3-го и 4-го шипов в структуре KC -солитона при $x = 600$ мм на рис. 26, г (а также на рис. 23, в) связано, скорее всего, с их большой нестационарностью, видной на рис. 22, в. Амплитуда и фаза шипов в этой области сильно колеблются под действием турбулентных пульсаций, усиливающихся внутри пограничного слоя. Степень неперIODичности шипов (величина «тряски» их амплитуды и фазы) возрастает не только вниз по потоку, но и при смещении к стенке. А поскольку характерная y -координата шипа уменьшается по мере увеличения его порядкового номера (см. рис. 22-24) и шипы с большими порядковыми номерами находятся ближе к сильно турбулизованной пристенной области, то степень нестационарности каждого следующего шипа возрастает. Процедура синхронного осреднения (с использованием сигнала, подаваемого на ленточку, в качестве опорного) приводит при $x = 600$ мм к интерференции 3-го и 4-го шипов ввиду их сильной фазовой нестационарности, поэтому на осредненных осциллограммах и мгновенных профилях при $x = 600$ мм они уже незаметны (хотя и видны на единичных реализациях на рис. 22, в).

6.3. *Эволюция y -распределений спектральных характеристик.* Дальнейшее развитие вниз по потоку распределений амплитуд и фаз частотных гармоник по нормали к стенке (показанных для $x = 450$ мм на рис. 21, б, г) иллюстрируется на рис. 27, а, б, для мод частоты ω_1 и ее высших гармоник $\omega_2, \dots, \omega_5$ при $x = 500$ и 550 мм соответственно (здесь же приведены профили средней скорости потока). Сравнение амплитудных профилей с рис. 21, г ($x = 450$ мм) показывает, что их основная особенность — наличие локального максимума в области координат y , где на осциллограммах присутствуют шипы (область KC -солитонов), — остается неизменной на более поздних стадиях развития возмущений: для $x = 500$ мм $y \approx 2,6 \div 6,4$ мм ($y/\delta \approx 0,37 \div 0,9$), а для $x = 550$ мм $y \approx 4,4 \div 8,8$ мм ($y/\delta \approx 0,55 \div 1,10$). В пристенной области, однако, интенсивность возмущений значительно возрастает по сравнению с $x = 450$ мм, там начинается стохастизация течения.

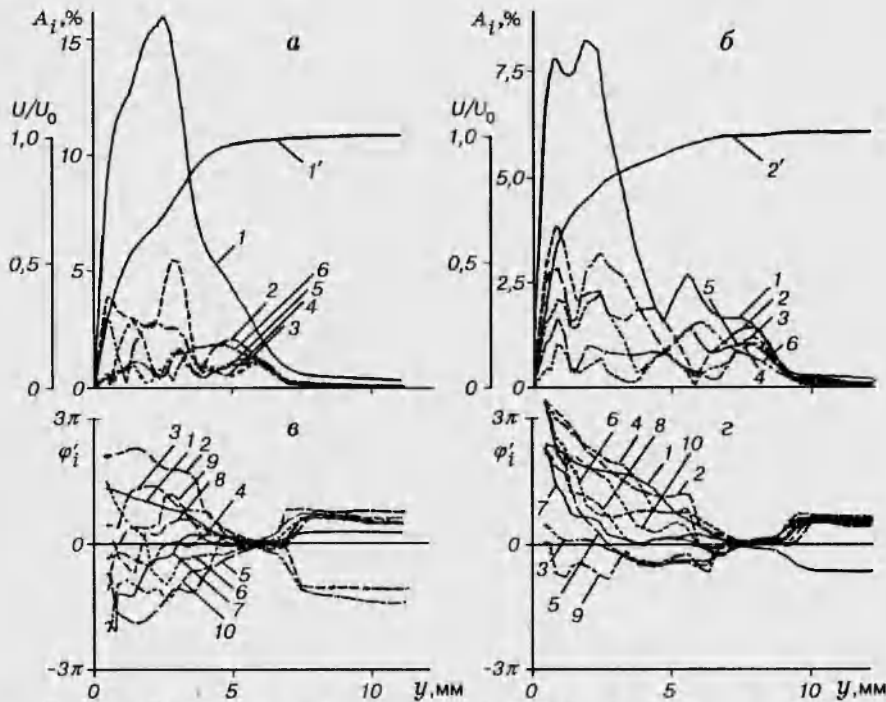


Рис. 27. Распределения амплитуд (а, б) и фаз (в, г) частотных гармоник по y при $x = 500$ (а, в) и 550 (б, г) мм и соответствующие профили средней скорости ($1'$, $2'$):

кривые 1–10 отвечают $\omega_1, \dots, \omega_{10}$; $z = 0$

Профили фаз возмущений на стадиях развития, представленных на рис. 27, остаются весьма похожими на наблюдаемые на этапе формирования KS -солитонов (рис. 21, б). Во внешней части пограничного слоя (и вне его) фазы остаются синхронизованными, причем точность их синхронизации не уменьшается вниз по потоку, а количество гармоник, имеющих высокую степень синхронизации, даже увеличивается при $x = 550$ мм по сравнению с $x = 450$ и 500 мм. Важными свойствами профилей амплитуд и фаз частотных гармоник, составляющих шипы, являются их консерватизм во внешней части пограничного слоя и их локальное сходство (как это ни удивительно!) с профилями собственных функций мод неустойчивости. В частности, фазовые профили всех частотных гармоник по-прежнему демонстрируют постоянство фазы вне пограничного слоя, скачок фазы примерно на π в районе его внешней границы и снова постоянство фазы в области ниже скачка. Как и в профилях собственных функций трехмерных мод неустойчивости (см., например, [51, 52]), амплитуды частотных гармоник очень малы в области выше скачка фаз и начинают быстро нарастать при смещении к стенке сразу за скачком фазы. В то же время ближе к стенке поведение фаз высших гармоник основной волны (как и амплитуд) уже существенно отличается от линейного, хотя и остается весьма регулярным вплоть до $x = 550$ мм (рис. 27, б, г). В пристенной области развивается трехмерный CS -слой и начинает возникать турбулентность.

На еще более поздних стадиях ($x = 570$ и 590 мм), подробно изученных в рамках экспериментов [19, 20] (не публиковавшиеся ранее данные) и представленных на рис. 28, профили средней скорости 11 и интегральной по спектру интенсивности пульсаций 7 становятся уже совершенно типичными для развитого турбулентного режима.

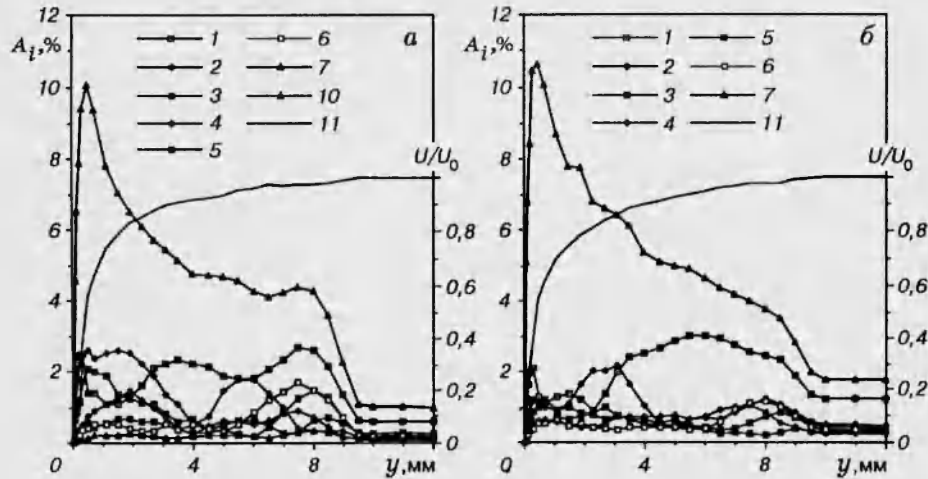


Рис. 28. Распределения амплитуд частотных гармоник по y по данным экспериментов [19, 20] при $x = 570$ и 590 мм (а, б):

кривые 1-6 и 10 соответствуют $\omega_1, \dots, \omega_k$ и ω_{10} ; 7 — амплитуды интегральных по спектру пульсаций; 11 — профили средней скорости; $z = 0$

В то же время даже на этих стадиях локальный пик в распределениях амплитуд частотных гармоник в области существования когерентных структур-шипов (при $y \approx 6$ и 8 мм (рис. 27, а, б соответственно)) по-прежнему отчетливо наблюдается вдали от стенки, и именно с ним ассоциируется поднятие в профиле интегральных пульсаций (при $y \approx 8$ мм (рис. 28, а, б)), столь характерное для развитого турбулентного течения и наблюдаемое в многочисленных измерениях, начиная с классических опытов Клебанова (см. ссылку [20] в гл. XVIII книги [53]). Известное сходство K -режима перехода в пограничном слое и в плоском канале [32] обуславливает, вероятно, и тот факт, что упомянутое поднятие в профиле интегральных пульсаций имеется и в каналах, начиная с опытов Райхардта (см. ссылку [32] в гл. XVIII книги [53]). Эти результаты, во-первых, могут рассматриваться в качестве дополнительных свидетельств правомерности представления о развитом пристенном турбулентном течении как о непрерывном K -режиме перехода к турбулентности (предложенном в [9, 39, 40]) и, во-вторых, указывают на тесную связь между формой профиля турбулентных пульсаций вдали от стенки и K -солитонами.

6.4. *Вихревая структура поля возмущений.* Как показано в п. 6.2, разделение детерминированных (когерентных с основной волной) возмущений на два типа (условно названных в [28] верхними и нижними) сохраняется далеко вниз по потоку. Верхние структуры ассоциируются с K -солитонами (шипами), нижние — со слоем сильного сдвига (см. рис. 25, 26). Наблюдаемые в пристенной области на осциллограммах пульсаций скачки продольной компоненты скорости потока, названные «зубцами» (рис. 22, б, 23, б, в), также представляют собой долгоживущие когерентные возмущения, которые, вероятно, связаны со слоем сильного сдвига (CS -слоем). Задача данного раздела — уточнить наличие или отсутствие связи между когерентными возмущениями и между ними и вихревой структурой течения в области пика ($z = 0$).

Мгновенные профили возмущения скорости потока, описанные в пп. 6.1, 6.2, использовались для исследования структуры мгновенной завихренности течения. Для уменьшения ошибки измерения, которая неизбежно возникает при дифференцировании экспериментальных данных, профили сглаживались с помощью их аппроксимации кубическими сплайнами. После этого определялись поля величин $\partial \dot{u} / \partial y$ (\dot{u} — когерентное с основной волной возмущение продольной компоненты скорости потока).

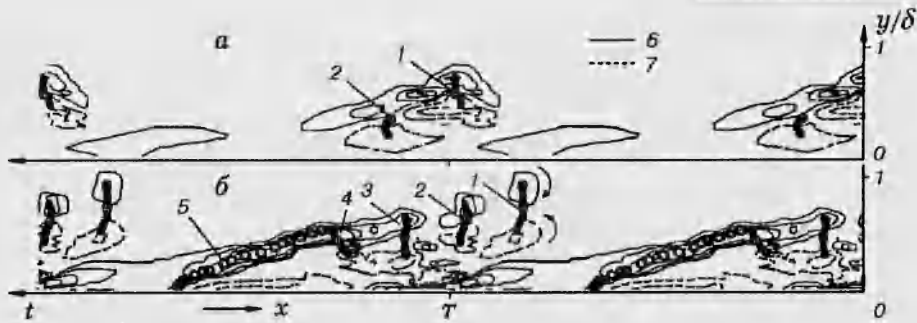


Рис. 29. Качественная структура поля мгновенной поперечной завихренности течения:

изолинии уровня $\partial\hat{u}/\partial y$ при $x = 450$ и 500 мм (а, б); сплошные линии для $\partial\hat{u}/\partial y > 0$, штриховые для $\partial\hat{u}/\partial y < 0$; точки 1-4 означают места, где на осциллограммах можно идентифицировать 1-, 2-, 3- и 4-й шипы; точки с крестиком — положение, где амплитуда шипа максимальна; 5 — положения «зубцов» на осциллограммах по точке пересечения уровня среднего значения скорости; $z = 0$

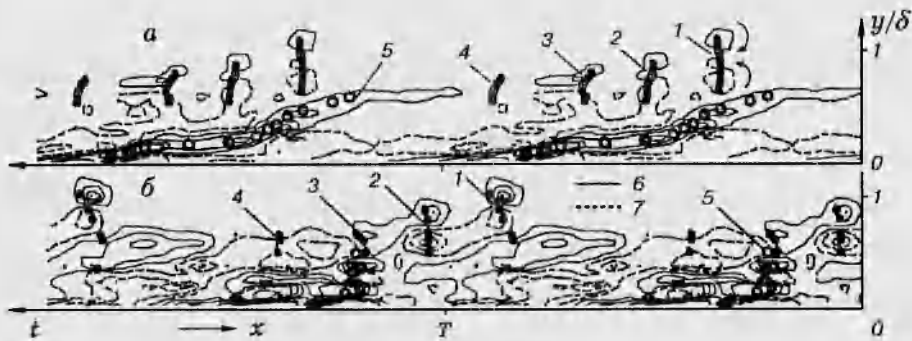


Рис. 30. См. подпись к рис. 29 ($x = 550$ и 600 мм (а, б))

На рис. 29, 30 показана эволюция вниз по потоку мгновенных полей величин $\partial\hat{u}/\partial y$ в плоскости (y, t) (или (y, x) в предположении локальной замороженности структур) в виде изолиний, которые в пограничном слое очень близки к соответствующим полям поперечной компоненты ω'_z вектора мгновенной завихренности течения. Высокие «хребты» (по аналогии с картой) с большой положительной величиной завихренности соответствуют CC -слою, формирующемуся в пристенной области и растягивающемуся при смещении вниз по потоку. Точки 5 на рис. 29, 30, показывающие положение «зубцов» (см. рис. 23) в плоскости (y, t) по моменту пересечения нуля на осциллограммах, как видно, совпадают с CC -слоем для всех значений координат y и t (на тех стадиях развития, где эти объекты наблюдаются). Это означает, что слой сильного сдвига на мгновенных профилях (см. рис. 25, 26) и «зубцы» на осциллограммах (см. рис. 23) представляют собой два разных проявления одного и того же вихревого образования — пристенной когерентной структуры.

Из рис. 29 видно, что от формирующегося CC -слоя отделяются и начинают распространяться во внешней части пограничного слоя вихревые структуры в виде пар контравращающихся вихрей (первая из которых отделяется уже на самых ранних стадиях ($x \approx 450$ мм), когда CC -слой еще весьма слабо развит). Черными точками на рис. 29, 30 показаны те области в плоскости (y, t) , в которых на осциллограммах (рис. 19, б, 23) можно идентифицировать шипы. Максимальная амплитуда шипов достигается в точках, отмеченных крестиками. Положение шипов, как видно, совпадает с положением этих пар контравращающихся вихрей на всех этапах развития возмущений, причем максимальная амплитуда шипов достига-

ется в промежутке между вихрями. Вместе с шипами вихри «всплывают» по направлению к внешней границе пограничного слоя и разгоняются до скорости, близкой к скорости потенциального потока. Это означает, что KS -солитоны, обсуждавшиеся выше, и вихревые пары на рис. 29, 30 представляют собой одни и те же объекты — когерентные структуры солитонного типа (ассоциируемые с шипами на осциллограммах).

Естественно предположить, что вихревые пары на рис. 29, 30 представляют собой сечения плоскостью $z = 0$ кольцеобразных (тороидальных) вихрей с осью вихря, ориентированной навстречу потоку. Интенсивное вращение такого «бублика» и приводит к резкому падению (на короткое время) продольной компоненты скорости потока, фиксируемому как шип на осциллограмме, в момент пролета кольцеобразного вихря через точку расположения датчика термоанемометра. На каждом периоде основной волны успевают сформироваться четыре таких вихря, которые имеют свой собственный пространственный (и временной) масштаб, не связанный с длиной (и с периодом) исходной волны неустойчивости. Уже в области $x = 550$ мм эти вихревые структуры, движущиеся с большой скоростью (см. рис. 8), догоняют CS -слой, возникший на предыдущем периоде основной волны (рис. 30, а).

Отметим, что конфигурация поля мгновенной завихренности течения на начальной стадии развития CS -слоя (рис. 29, а) хорошо качественно согласуется с данными [14] и с результатами прямого численного моделирования K -режима перехода [45, 47]. Образование кольцевых вихрей на поздних стадиях перехода в головной части Λ -образных структур отмечалось еще в экспериментах [17, 54], а также в численных экспериментах [45, 46] и др. Причем в численном моделировании на основе уравнений Навье — Стокса [45, 46], как и в данных экспериментах, формируется серия кольцеобразных вихрей на каждом периоде основной волны (3–4 вихря). Результаты настоящих экспериментов и работ [14, 17, 45–47, 54] позволяют сделать вывод о том, что KS -солитоны, регистрируемые на осциллограммах в виде шипов, представляют собой на поздних (существенно трехмерных) стадиях своего развития кольцеобразные вихревые структуры, зафиксированные в ряде экспериментов по визуализации и в численных экспериментах. Эти структуры, как отмечалось в [10, 13, 39, 40], имеют тесную связь с когерентными структурами («типичными вихрями» [55]), наблюдаемыми во внешней части развитого турбулентного пограничного слоя. Поэтому изучение их представляет большой интерес на пути осознания физической природы пристенной турбулентности как непрерывного K -режима перехода со спорадическим формированием когерентных структур (в том числе типа KS -солитонов) [13].

Таким образом, в данной работе подробно экспериментально изучено развитие когерентных возмущений на поздних стадиях K -режима перехода к турбулентности в пограничном слое. На основании полученных данных можно сделать следующие выводы.

1. Происходящее на сравнительно ранних этапах перехода (и отмеченное в [28]) разделение когерентных возмущений на две группы — пристенные, ассоциируемые со слоем сильного сдвига, и когерентные структуры солитонного типа (KS -солитоны) — сохраняется до очень поздних стадий развития вплоть до почти развитого турбулентного режима.

2. На каждом периоде основной волны формируется несколько когерентных структур, ассоциируемых с шипами на осциллограммах пульсаций скорости. Эти структуры на ранних этапах формирования хорошо описываются солитонными решениями в рамках асимптотической теории [43], а на поздних этапах концентрируются в очень локализованные тороидальные вихревые образования с характерным размером порядка тол-

щины пограничного слоя, распространяющиеся во внешней части пограничного слоя со скоростями, близкими к скорости потенциального потока. Свойства этих когерентных структур являются весьма консервативными и практически не изменяются с момента завершения их формирования вплоть до почти полной турбулизации течения.

3. Формирующийся в пристенной области слой сильного сдвига в мгновенных профилях скорости потока распространяется примерно вдвое медленнее когерентных структур солитонного типа, растягивается по продольной координате и разрушается (в то время как KC -солитоны продолжают распространяться вниз по потоку, как бы не замечая турбулизации течения, происходящей внутри пограничного слоя, хотя, возможно, и участвуя в ней).

4. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами предыдущих экспериментов (например, [14, 17, 54]), с прямым численным моделированием процесса перехода (например, [45–47]) и позволяют существенно прояснить структуру течения и свойства когерентных возмущений на поздних стадиях K -режима перехода.

Ряд важных вопросов, однако, остается невыясненным и требует дальнейших исследований. Прежде всего это вопрос о специфической роли каждого из указанных типов когерентных структур в процессе окончательного разрушения ламинарного течения и его стохастизации. Не ясно также, взаимодействуют ли эти структуры между собой на поздних стадиях развития или развиваются независимо друг от друга. В то же время представляется очевидным, что именно эти два типа когерентных возмущений формируют основную структуру течения на поздних этапах перехода и вызывают турбулизацию потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schubauer G. B., Skramstad H. K. Laminar boundary-layer oscillations and transition on a flat plate // J. Res. Natl. Bur. Stand. 1947. V. 38. P. 251–292.
2. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D. Evolution of amplified waves leading to transition in a boundary layer with zero pressure gradient. Washington, 1959. (Tech. Note / NACA; D-195).
3. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M. The three-dimensional nature of boundary-layer instability // J. Fluid Mech. 1962. V. 12. P. 1–34.
4. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Нелинейное развитие волны в пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 3. С. 49–58.
5. Качанов Ю. С., Левченко В. Я. Резонансное взаимодействие возмущений при переходе к турбулентности в пограничном слое. Новосибирск, 1982. (Препр./ АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 10-82).
6. Kachanov Y. S., Levchenko V. Y. The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech. 1984. V. 138. P. 209–247.
7. Качанов Ю. С. Резонансно-волновая природа перехода к турбулентности в пограничном слое // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1987. Т. 1(18), № 2. С. 75–98.
8. Kachanov Y. S. On the resonant nature of the breakdown of a laminar boundary layer // J. Fluid Mech. 1987. V. 184. P. 43–74.
9. Качанов Ю. С. Резонансно-волновая природа разрушения пограничного слоя // Модели механики сплошной среды. Владивосток, 1989. С. 66–93.
10. Kachanov Y. S. Resonant-soliton nature of boundary layer transition // Russian J. Theor. and Appl. Mech. 1991. V. 1, N 2. P. 141–173.
11. Herbert T. Secondary instability of boundary layers // Annu. Rev. Fluid Mech. 1988. V. 20. P. 487–526.

12. **Nayfeh A. H.** Nonlinear stability of boundary layers. N.Y., 1987. (Paper / AIAA; N 87-0044).
13. **Kachanov Y. S.** Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition // Annu. Rev. Fluid Mech. 1993. V. 26. P. 411-482.
14. **Kovaszny L. S., Komoda H., Vasudeva V. R.** Detailed flow field in transition // Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.: Proc. Annu. Meeting, Washington, 1962. Stanford, 1962. P. 1-26.
15. **Tani J., Komoda H.** Boundary-layer transition in the presence of streamwise vortices // J. Aerosp. Sci. 1962. V. 29, N 4. P. 440.
16. **Komoda H.** Non-linear development of disturbances in the laminar boundary layer // Phys. Fluids Suppl. 1967. V. 10. P. S87-S94.
17. **Hama F. R., Nutant J.** Detailed flow-field observations in the transition process in a thick boundary layer // Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.: Proc. Annu. Meeting, Pasadena, 1963. Stanford, 1963. P. 77-93.
18. **Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я.** Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982.
19. **Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я., Рамазанов М. П.** Экспериментальное изучение K -режима разрушения ламинарного пограничного слоя. Новосибирск, 1984. (Препр./ АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 9-84).
20. **Kachanov Y. S., Kozlov V. V., Levchenko V. Y., Ramazanov M. P.** On nature of K -breakdown of a laminar boundary layer. New experimental data // Laminar-Turbulent Transition / Ed. V. V. Kozlov. Berlin: Springer, 1985. P. 61-73.
21. **Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я., Рамазанов М. П.** Природа K -режима разрушения ламинарного пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 2. С. 124-158.
22. **Craik A. D. D.** Nonlinear resonant instability in boundary layers // J. Fluid Mech. 1971. V. 50. P. 393-413.
23. **Зельман М. Б., Масленникова И. И.** Резонансное усиление пространственных возмущений в пограничном слое // Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1982. С. 5-15.
24. **Herbert T.** Analysis of the subharmonic route to transition in boundary layers. N.Y., 1984. (Paper / AIAA; N 84-0009).
25. **Nayfeh A. H., Vozatli A. N.** Nonlinear wave interactions in boundary layers. N.Y., 1979. (Paper / AIAA; N 79-1456).
26. **Бородулин В. И., Дрыганец С. В., Качанов Ю. С. и др.** Восприимчивость переходного пограничного слоя к слабым фоновым возмущениям // Проблемы моделирования в аэродинамических трубах: Междунар. семинар, Новосибирск, 25-29 июля, 1988 г.: Сб. тр. Новосибирск, 1989. Т. 1. С. 107-116.
27. **Бородулин В. И., Качанов Ю. С.** Каскад гармонических и параметрических резонансов в K -режиме разрушения пограничного слоя // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ИТПМ. 1989. Т. 3(20), № 2. С. 38-45.
28. **Бородулин В. И., Качанов Ю. С.** Роль механизма локальной вторичной неустойчивости в K -разрушении пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1988. Вып. 5. С. 65-77.
29. **Betchov R.** On the mechanism of turbulent transition // Phys. Fluids. 1960. V. 3. P. 1026-1027.
30. **Greenspan H. F., Benney D. J.** On shear-layer instability, breakdown and transition // J. Fluid Mech. 1963. V. 15. P. 133-153.
31. **Landahl M. T.** Wave mechanics of breakdown // J. Fluid Mech. 1972. V. 56, N 4. P. 755-802.
32. **Nishioka M., Asai M., Iida S.** An experimental investigation of the secondary instability // Laminar-Turbulent Transition / Ed. R. Eppler and H. Fasel. Berlin: Springer, 1980. P. 37-46.

33. **Жук В. И., Рыжов О. С.** О локально-невязких возмущениях в пограничном слое с самоиндуцированным давлением // Докл. АН СССР. 1982. Т. 263, № 1. С. 56–59.
34. **Smith F. T., Burggraf O. R.** On the development of large-sized short-scaled disturbances in boundary layers // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1985. V. 399, N 1816. P. 25–55.
35. **Rothmayer A. P., Smith F. T.** Strongly nonlinear wave-packets in boundary layers // Trans. ASME. Ohio, Cincinnati, June 1987. P. 67.
36. **Рыжов О. С., Савенков И. В.** Асимптотический подход в теории гидродинамической устойчивости // Мат. моделирование. 1989. Т. 1, № 4. С. 61–68.
37. **Бородулин В. И., Качанов Ю. С.** Когерентные структуры-солитоны в пограничном слое и механизм их формирования // Современные проблемы механики жидкости и газа: Всесоюз. школа-семинар, Иркутск, 1990. С. 65–66.
38. **Borodulin V. I., Kachanov Y. S.** Experimental study of soliton-like coherent structures in boundary layer // Proc. 19th Session. Scientific and Methodological Seminar on Ship Hydrodynamics, Varna, Bulgaria. 1990. Varna, 1990. V. 2. P. 99–1–99-10.
39. **Kachanov Y. S.** Secondary and cascade resonant instabilities of boundary layers. Wave-resonant concept of a breakdown and its substantiation // Laminar-Turbulent Transition / Ed. D. Arnal and R. Michel. Berlin: Springer, 1990. P. 65–80.
40. **Kachanov Y. S.** The mechanisms of formation and breakdown of soliton-like coherent structures in boundary layer // Advances in Turbulence 3 / Ed. A. B. Johansson and P. H. Alfredsson. Berlin: Springer, 1991. P. 42–51.
41. **Рыжов О. С.** Об образовании упорядоченных вихревых структур из неустойчивых колебаний в пограничном слое // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1990. Т. 29, № 12. С. 1804–1814.
42. **Качанов Ю. С., Рыжов О. С.** Формирование солитонов в переходном пограничном слое, теория и эксперимент // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. Вып. 1. С. 34–52.
43. **Kachanov Y. S., Ryzhov O. S., Smith F. T.** Formation of solitons in transitional boundary layers: theory and experiments // J. Fluid Mech. 1993. V. 251. P. 273–297.
44. **Fasel H.** Numerical simulation of instability and transition in boundary layer flows // Laminar-Turbulent Transition / Ed. D. Arnal and R. Michel. Berlin: Springer, 1990. P. 587–598.
45. **Rist U.** Numerische Untersuchung der räumlichen, dreidimensionalen Störungsentwicklung beim Grenzschichtumschlag // Diss. / Institute A für Mechanik der Universität Stuttgart. Stuttgart, 1990.
46. **Rist U., Fasel H.** Spatial three-dimensional numerical simulation of laminar-turbulent transition in a flat-plate boundary layer // Boundary Layer Transition and Control Conference, Cambridge, U.K., 1991. P. 25.1–25.9.
47. **Kleiser L., Zang T. A.** Numerical simulation of transition in wall-bounded shear flows // Annu. Rev. Fluid Mech. 1991. V. 23. P. 495–537.
48. **Дрыганец С. В., Качанов Ю. С., Левченко В. Я., Рамазанов М. П.** Резонансная стохастизация течения в K -режиме перехода пограничного слоя // ПМТФ. 1990. № 2. С. 83–94.
49. **Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я.** Развитие колебаний малой амплитуды в ламинарном пограничном слое // Уч. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 1975. Т. 6, № 5. С. 137–140.
50. **Kachanov Y. S., Michalke A.** 3D instability of flat-plate boundary layer. Theory and experiment // Eur. J. Mech. B/Fluids. 1994. V. 13, N 4. P. 401–422.
51. **Гилёв В. М., Качанов Ю. С., Козлов В. В.** Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое. Новосибирск, 1981. (Препр./ АН СССР.

Сиб. отд-ние. ИТПМ; № 34-81).

52. Гилёв В. М., Качанов Ю. С., Козлов В. В. Развитие пространственного волнового пакета в пограничном слое // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1983. № 13, вып. 3. С. 27-37.
53. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.
54. Knapp C. F., Roache P. J. A combined visual and hot-wire anemometer investigation of boundary-layer transition // AIAA Journal. 1968. V. 6, N 1. P. 29-36.
55. Falco R. E. Coherent motions in the outer region of turbulent boundary layer // Phys. Fluids Suppl. 1977. V. 20, N 10. P. S124-S132.

Поступила в редакцию 22/VIII 1994 г.
