

7. Желтоводов А. А., Шилейн Э. Х., Яковлев В. Н. Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях смешанного взаимодействия со скачками уплотнения и волнами разрежения. — Новосибирск, 1983. — (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 28—83).
8. Авдеевский В. С., Иванов А. В., Карпман Н. М. и др. Течение в сверхзвуковой вязкой недорасширенной струе // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1970.— № 3.
9. Morris P. J., Tam C. K. W. Near and far fields noise from large-scale instability of axisymmetric jets.— N. Y., 1977.— (Pap./AIAA; N 77—1351).
10. Терехова Н. М. Характеристики устойчивости сверхзвуковой струи в слутном потоке // Изв. СО АН СССР.— 1986.— № 4. Серия техн. наук.— Вып. 1.
11. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.— М.: Физматгиз, 1960.
12. Моррисон Г. Л., Маклафлин Д. К. Неустойчивость сверхзвуковых струй при небольших числах Рейнольдса // РТГ.— 1970.— Т. 18, № 7.
13. Желтухин Н. А., Терехова Н. М. Моделирование процессов крупномасштабного перемешивания в расширяющейся сверхзвуковой струе // ПМТФ.— 1987.— № 1.

г. Новосибирск

Поступила 13/X 1988 г.,
в окончательном варианте — 9/III 1989 г.

УДК 532.536

С. В. Дрыганец, Ю. С. Качанов, В. Я. Левченко,
М. П. Рамазанов

РЕЗОНАНСНАЯ СТОХАСТИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЯ В К-РЕЖИМЕ ПЕРЕХОДА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Введение. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные свидетельствуют о существовании двух основных режимов нелинейного разрушения ламинарного течения в пограничном слое в процессе возникновения турбулентности. Обзор исследований по обнаружению и изучению этих режимов и анализ причин их различия можно найти в [1, 2]. Первый из режимов внешне характеризуется появлением на осциллограммах пульсаций характерных всплесков-шипов на определенной стадии развития волны неустойчивости, дающих (как обычно считается) начало развитию турбулентных пятен. Он был обнаружен более 30 лет назад в экспериментах Национального бюро стандартов США и подробно описан в [3]. По фамилии первого из авторов этой работы Клебанова в знак признания его большого вклада в исследование процесса перехода к турбулентности этот режим получил название К-режима.

В 1976 г. обнаружен новый, существенно отличный режим перехода, в котором не наблюдались всплески-шипы и другие характерные для К-режима явления [4]. Переход к турбулентности в этом режиме происходил путем достаточно плавного нарастания высших гармоник основной волны неустойчивости, появления в спектре широкого пакета низкочастотных пульсаций, включая субгармонику основной волны, и последующего их взаимодействия с заполнением всего спектра [4] (см. также [5]).

Существование двух основных режимов перехода подтверждено визуализацией поля возмущений в пограничном слое [6, 7]. В [8] показано, как один режим сменяется другим. Вскоре было выяснено [9, 10], что главным механизмом, ответственным за развитие трехмерности и стохастизацию течения в новом режиме перехода, является субгармонический параметрический резонанс плоской основной волны (частота ω_1) и трехмерных фоновых стохастических пульсаций широкого сплошного спектра в районе частоты субгармоники $\omega_{1/2} = \omega_1/2$. Математическая модель такого взаимодействия в триплетном (маломодовом) приближении впервые предложена в [11, 12]. Слабонелинейная теория формирования нового режима, количественно описывающая экспериментальные наблюдения, построена в [13, 14]. Ввиду определяющей роли в новом типе перехода субгармонических параметрических резонансов в литературе этот тип разрушения ламинарного течения стал обычно именоваться «субгармоническим».

Однако в соответствии с резонансно-волновой концепцией разрушения, предложенной в [1, 2] и прямо подтвержденной в [15], определяющую роль в формировании всплесков-шипов в К-режиме перехода также играют параметрические резонансы субгармонического типа, но уже не одиночные, а системы резонансов, усиливающих детерминированные когерентные с основной волной затравки. Более того, результаты, представленные ниже, показывают, что стохастизация в К-режиме также начинается вследствие усиления фоновых полустохастических пульсаций под действием системы субгармонических резонансов. В связи с этим термин субгармонический можно с не меньшим основанием (или даже с большим) применять и к К-режиму перехода, и использование его для обозначения нового режима представляется весьма неудачным. Учитывая, что данный **новый** режим перехода впервые экспериментально обнаружен [4] и детально проанализирован [9, 10, 13, 14] в Новосибирске, в [2] предложено называть его кратким термином N-режим разрушения. Ниже используется именно

этот термин. Несмотря на то что с момента обнаружения К-режима перехода в [3] прошло уже около 30 лет, его природа (в отличие от N-режима) до недавнего времени оставалась в основном непонятной.

Эксперименты [16, 17], в которых детально изучены начальные стадии К-режима перехода (вплоть до формирования характерных всплесков-шипов и их удвоения, утроения), привели к пересмотру представлений о некоторых определяющих механизмах разрушения и впервые дали систематическую информацию о спектральной (частотной и частотно-волновой) структуре поля возмущений. В [1, 2] на базе анализа этих и других результатов исследований предложена и косвенно обоснована «резонансно-волновая концепция» К-режима разрушения пограничного слоя, в рамках которой были объяснены (по крайней мере качественно) почти все основные особенности поведения поля возмущений, наблюдаемого в экспериментах.

На протяжении почти 30 лет наиболее распространенным объяснением причин появления всплесков-шипов и начала стохастизации течения в пограничном слое считалась локальная высокочастотная вторичная (ЛВВ) неустойчивость течения, приводящая к бурному усилению высокочастотных фоновых возмущений в результате возникновения в ограниченных областях пространства и времени сильно неустойчивых перегибных мгновенных профилей скорости. Изучению концепции ЛВВ-неустойчивости посвящено большое количество теоретических работ и одна экспериментальная [18] (обзоры см., например, в [19, 20]). Однако ограниченное число в достаточной степени глубоких экспериментальных исследований не давало возможности окончательно ответить на вопрос о роли ЛВВ-неустойчивости в процессе перехода к турбулентности. Ответ на этот вопрос получен в [19]. Было показано, что, во-первых, в отличие от широко распространенной точки зрения усиление характерных всплесков-шипов на осциллограммах скорости, играющих доминирующую роль в К-режиме перехода, происходит не под действием ЛВВ-неустойчивости течения, так как для них не выполняется ни один из проанализированных критериев реализации этого типа неустойчивости. Во-вторых, в потоке обнаружено усиление значительно более слабых высокочастотных волновых пакетов, которые по всем проверенным критериям соответствуют волнам, усиливаемым механизмом ЛВВ-неустойчивости, однако они не оказывают существенного влияния на процесс разрушения ламинарного течения.

Бурное резонансное усиление стохастических колебаний потока, обнаруженное в N-режиме перехода [9, 10], впервые продемонстрировало возможность сильного (резонансного) влияния на переход очень слабых фоновых возмущений. С позиций предложенной в [1, 2] резонансно-волновой (РВ) концепции перехода в более сложном К-режиме разрушения основную роль играют уже каскады (системы) резонансов, гармонических и субгармонических (параметрических) между различными наборами волн частотно-волнового спектра. Существование этих систем резонансов для простых случаев (две, три, четыре моды) было к тому времени теоретически предсказано в [11, 12, 21, 22] и экспериментально подтверждено для субгармонического резонанса в [9, 10]. Однако обобщение этих маломодовых моделей на каскад резонансов (предполагаемый в К-режиме на стадии появления всплесков-шипов) в рамках РВ-концепции лишь постулировалось и косвенно обосновывалось в [1, 2]. Попытка обнаружить эту систему резонансов напрямую, предпринятая в [16, 17], в силу ряда экспериментальных трудностей успехом не увенчалась. Это сделано позже в дополнительных специальных экспериментах, опубликованных в [15]. Было показано, что постулированная в [1, 2] система гармонических и параметрических резонансных взаимодействий действительно существует. Такой результат привел к практически полному решению вопроса об определяющих механизмах начальных стадий К-разрушения вплоть до формирования всплесков-шипов на осциллограммах пульсаций, характерных для этого типа перехода.

Основные оставшиеся неясности в понимании К-режима разрушения связаны с последующими (главным образом после появления шипов) стадиями перехода, характеризующимися началом стохастизации течения. Как отмечалось в [1, 2], ввиду обнаружения в [16, 17] детерминированной природы всплесков-шипов и неясной роли механизма ЛВВ-неустойчивости в усилении случайных фоновых возмущений вопрос о путях стохастизации течения в К-режиме перехода оказался открытым.

Изучению механизмов появления или усиления (из фона) стохастических возмущений и выяснению роли резонансных взаимодействий на заключительных стадиях К-режима разрушения (в основном после формирования шипов) и посвящена настоящая работа.

Методика экспериментов. Эксперименты проводились в малотурбулентной аэродинамической трубе дозвуковых скоростей Т-324 ИТПМ СО АН СССР при скорости потока $\bar{U}_\infty = 9,18$ м/с. Условия и методика экспериментов (исключая методы обработки сигналов) были те же, что в [10], где они подробно описаны (результаты, приведенные ниже, получены непосредственно из обработки сигналов, записанных на магнитограф в 1980 г. и частично проанализированных в [16, 17]).

Гармонические возмущения вводились в ламинарный пограничный слой плоской пластины с помощью вибрирующей ленточки, расположенной на 250 мм ниже по потоку от передней кромки. Слабая трехмерная

модуляция течения по трансверсальной координате z задавалась наклейками в виде квадратиков $12,5 \times 12,5$ мм с шагом $\lambda_z = 25$ мм, помещенными непосредственно под ленточкой на поверхности пластины. В [16, 17] подробно описаны начальные стадии возбуждаемого этими возмущениями К-режима перехода. При выбранных амплитуде и частоте ($f_1 = 96,4$ Гц), возбуждаемой в пограничном слое волны неустойчивости, характерные для К-режима всплески-шипы формировались на осциллограммах пульсаций в положении «пиков» по z ($\hat{z} = 2\pi z/\lambda_z = 0 \pm 2k\pi$, $k = 0, 1, 2, \dots$) при $x \approx 440-450$ мм (x — продольная координата, отсчитываемая от передней кромки пластины).

Измерения проводились с помощью комплекса аппаратуры на базе термоанемометра с линейризатором [16]. Данные, записанные на магнитограф, вводились в ЭВМ синхронно с опорным сигналом, зарегистрированным на втором канале магнитографа и соответствующим сигналу, подаваемому на вибрирующую ленточку — источник возмущений. Обработка их производилась на основе комплекса программ, частично описанного в [23]. Более подробно некоторые важные этапы анализа приведены в следующем разделе по ходу изложения результатов.

Результаты измерений. Эволюция осциллограмм пульсаций вниз по потоку, измеренных в пике распределения по z ($\hat{z} = 0$) на расстоянии от стенки $y = 1,0$ мм, показана на рис. 1, а. Для каждой координаты x приведено десять синхронных реализаций пульсирующего течения длиной в один период основной волны T , наложенных одна на другую. Поскольку возмущения представляют собой бегущие волны, их фаза изменяется (растет) при смещении вниз по потоку, что хорошо видно на рис. 1, а. На рис. 1, б приведены четыре группы осциллограмм, отвечающих рис. 1, а для $x = 400, 490, 510$ и 550 мм, но полученных после вычитания детерминированной (периодической) составляющей пульсаций (которая определялась с помощью предварительного синхронного осреднения).

Эволюция соответствующих амплитудных спектров пульсаций (ширина полосы пропускания 4 Гц) показана на рис. 1, в для координат $x = 400, 420, 450, 490, 530$ и 570 мм (соответственно спектры 1—6), каждый последующий спектр смещен относительно предыдущего на $+10$ dB для удобства изображения. На рис. 1, г приведены кривые нарастания амплитуд высших гармоник основной волны $\omega_n = n\omega_1$ ($n = 1, 2, \dots, 7$), выделяющихся в спектрах рис. 1, в.

В первых сечениях ($x = 400-450$ мм) осциллограммы (рис. 1, а) отвечают почти строго периодическому течению, сформировавшемуся на этапе детерминированного развития трехмерных волн под действием системы гармонических и параметрических резонансов, описанных в [1, 2] с точки зрения РВ-концепции. Их спектры (рис. 1, в) состоят почти исключительно из высших гармоник основной волны; амплитуда пульсаций сплошного спектра в промежутках между гармониками примерно на два порядка меньше амплитуды детерминированных компонент. При $x \approx 440-450$ мм вблизи внешней границы пограничного слоя ($y \approx 4,5$ мм) формируются характерные для К-режима перехода шипы. Пространственная структура возмущений в этой области подробно представлена в [16, 17, 19].

Далее вниз по потоку периодическое течение начинает разрушаться. На участке между $x = 450$ и 530 мм в спектрах пульсаций (рис. 1, в) наблюдается быстрое усиление колебаний сплошного спектра. На осциллограммах рис. 1, а хорошо видно, что эти колебания имеют форму квазистохастического «волнового пакета», наблюдаемого в статистическом смысле при наложении осциллограмм. Наиболее наглядно этот пакет виден на осциллограммах рис. 1, б с отфильтрованной периодической составляющей процесса. Хотя у пульсаций внутри «пакета» неупорядоченный характер (особенно вблизи конца рассматриваемой области усиления, т. е. при $x \approx 530$ мм), сам «пакет» имеет довольно определенную форму (огibaющую) и располагается в определенном месте периода основной

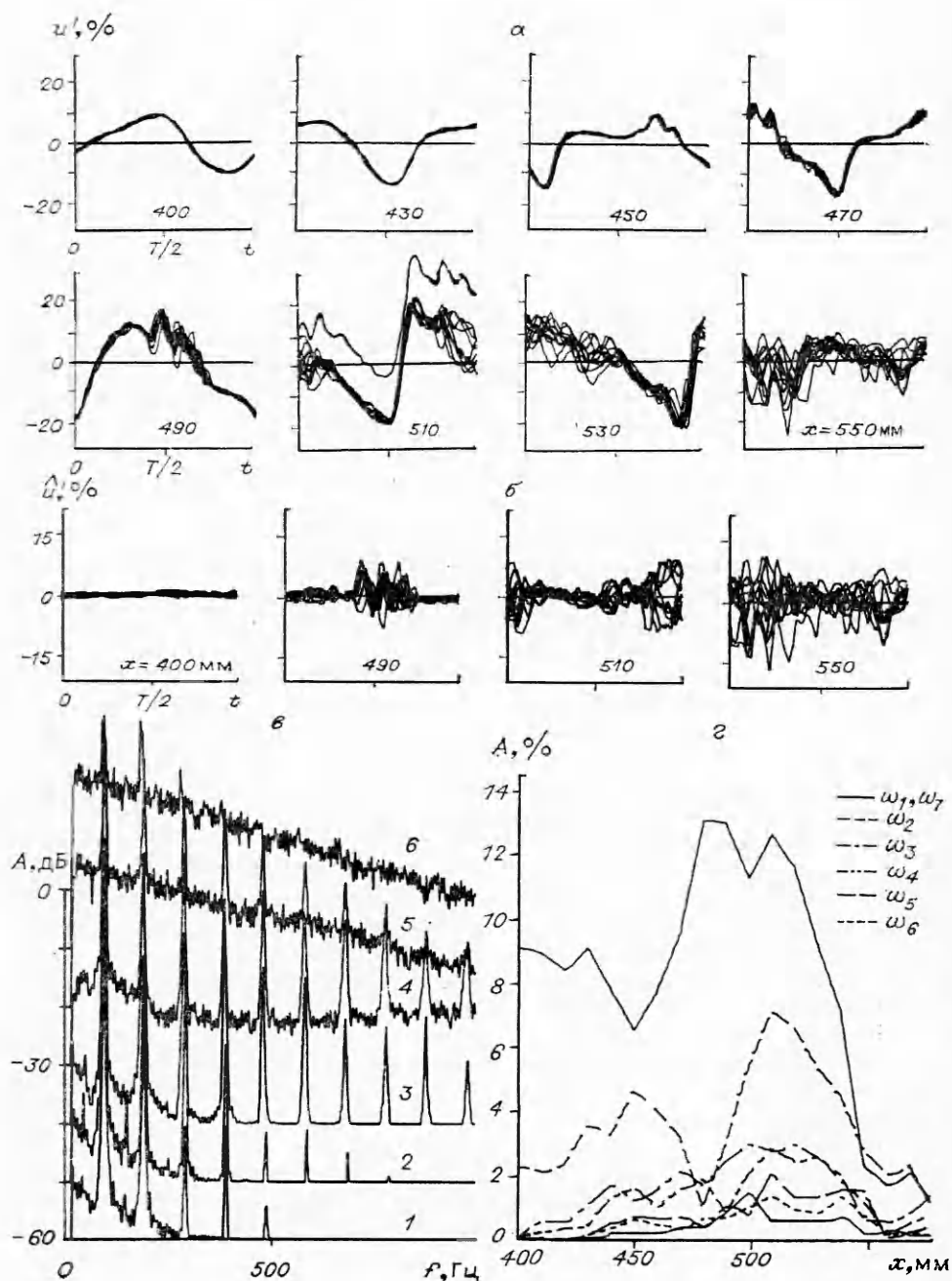


Рис. 1

волны. При увеличении координаты x сначала быстро нарастает амплитуда «пакета», а затем он начинает расплываться, занимая все большую часть периода основной волны. Наконец, при $x = 550$ мм «пакет» почти перестает существовать и колебания почти полностью теряют признаки периодичности. Из рис. 1, а видно, что амплитуды гармоник до $x \approx 520$ мм, как правило, растут, а затем начинают затухать. Это затухание после достижения максимума амплитуд пульсаций обычно ассоциируется с завершающими стадиями перехода к турбулентности. Стадия усиления амплитуд гармоник на участке $x \approx 470-530$ мм отвечает появлению полустохастических «волновых пакетов», а последующее затухание — их расплыванию.

Следует отметить, что наблюдаемые квазистохастические «волновые пакеты» представляют собой лишь модуляцию интенсивности нерегулярных усиливаемых пульсаций (рис. 1, б) и не являются турбулентными пятнами. Одно из очевидных различий заключается в том, что пульсации в «пакетах» (в отличие от турбулентных пятен) не содержат высоких частот. Они выглядят как нерегулярное отклонение осциллограммы от ее периодической траектории, наблюдаемое на определенном участке периода основной волны. «Пакет» напоминает труднопроходимый участок в целом неплохой дороги, на котором каждый водитель старается найти свой более удобный путь, а в остальной части все едут по накатанной колее. Одна из серии осциллограмм на рис. 1, а при $x = 510$ мм для наглядности показана отдельно. Глядя только на нее, выделить «пакет» совершенно невозможно, хотя турбулентное пятно хорошо видно уже на единичной осциллограмме.

Тщательный анализ осциллограмм показал, что в условиях данных экспериментов ни в одной из множества исследованных точек пространства перемежаемости не было обнаружено, т. е. при регулярных начальных условиях (при гармонической основной волне Толлмина—Шлихтинга, вызывающей все переходные процессы) в К-режиме перехода, как и в N-режиме [3, 4, 9, 10], турбулентных пятен не наблюдается.

Исследованию механизма появления обнаруженных полустохастических «волновых пакетов», приводящих к разрушению периодического режима с шипами характерного для К-режима перехода, посвящен дальнейший анализ экспериментальных данных.

Амплитудные спектры, приведенные на рис. 1, в, не дают никакой информации о фазовых свойствах спектральных компонент и об эволюции амплитуд и фаз гармоник в медленном масштабе времени. Однако именно такая, более детальная, информация позволила выяснить природу N-режима разрушения в [9, 10] и обнаружить существование субгармонических резонансов. В [24] высказано предположение о том, что, как и в N-режиме перехода, стохастизация в К-режиме начинается с параметрического резонансного усиления фоновых случайных затравочных возмущений, но (в данном случае) не только в районе частот субгармоники $\omega_1/2$, но и в районе частот $n\omega_1/2$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) под действием набора детерминированных волн с частотами $n\omega_1$, которые формируются в К-режиме перехода на более ранних стадиях развития [16, 17]. Качественная схема формирования квазистохастических «волновых пакетов» из связанных по фазе наборов волн, предложенная в [2, разд. 3.1], также наводила на мысль о резонансной природе появления «пакетов», изображенных на рис. 1, а, б. Иначе говоря, возникло предположение, что приведенные на рис. 1, а, б волновые пакеты возникают вследствие параметрического резонансного усиления групп полустохастических субгармонических волн. На изучение вопроса о правильности этого предположения и была нацелена программа анализа, реализованная ниже.

На рис. 2, а показаны семейства осциллограмм пульсаций в районе частоты субгармоники, выделенные для 28 последовательных моментов медленного времени из длинной реализации (длительностью около 10 с). Осциллограммы получены с помощью программы комплексного фурье-анализа в двух масштабах времени (которая дает эволюцию амплитуд и фаз гармоник и субгармоник по медленному времени) с последующим обратным фурье-преобразованием для единственной выбранной гармоники в спектре (в данном случае для субгармоники). Процедура двухмасштабного фурье-анализа заключалась в: 1) разбиении длинной осциллограммы на куски, начала которых смещены по времени на интервалы, кратные периоду субгармоники, а длины составляли в данном случае два периода субгармоники; 2) взвешивании каждого куска окном Кайзера—Бесселя; 3) быстром преобразовании Фурье от каждого из взвешенных кусков с отбрасыванием «лишних» спектральных гармоник, отличающихся от $n\omega_1/2$ и не несущих фазовую информацию; 4) нормировке полученных амплитуд для учета когерентного усиления окна и коррекции

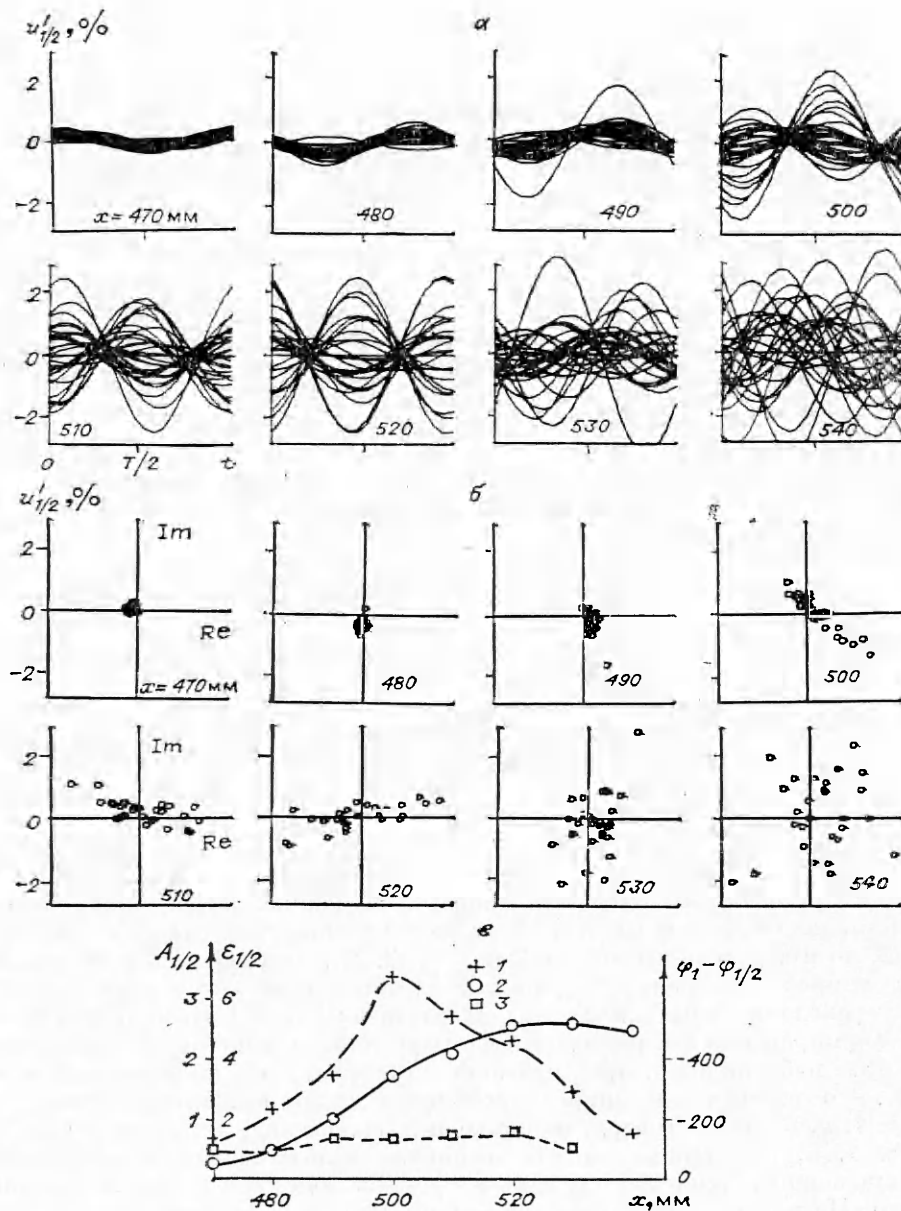


Рис. 2

фаз гармоник на некрatность времени квантования шагу по медленному времени. Характеристики окон Кайзера—Бесселя приведены в [25]. В данном случае использовался параметр окна $\alpha_{KB} = 2,0$. При этом его эквивалентная шумовая полоса составляла 1,5 бин. В условиях настоящего эксперимента 1 бин соответствовал примерно 24,1 Гц. Эффективная полоса пропускания при фурье-анализе поэтому была примерно 36 Гц.

Графики рис. 2, а показывают, что в области появления квазистохастического «волнового пакета» ($x \approx 470-520$ мм) субгармонические пульсации бурно усиливаются (см. также рис. 2, б) и приобретают характерную форму с узлами и пучностями. Такая форма осциллограмм отвечает субгармоническим возмущениям, амплитуда которых колеблется по случайному закону, а фаза практически постоянна, хотя и меняется скачком на π в случайные моменты времени при переходе амплитуды через нуль. Соответствующие этим осциллограммам точки фазовой траектории субгармонических пульсаций в комплексной плоскости изображены

на рис. 2, б. Видно, что облако этих точек, первоначально отвечающее полностью случайным колебаниям, вытягивается в эллипс, отношение полуосей которого растет, и он превращается почти в прямую линию, угол наклона которой и задает фиксированное значение фазы.

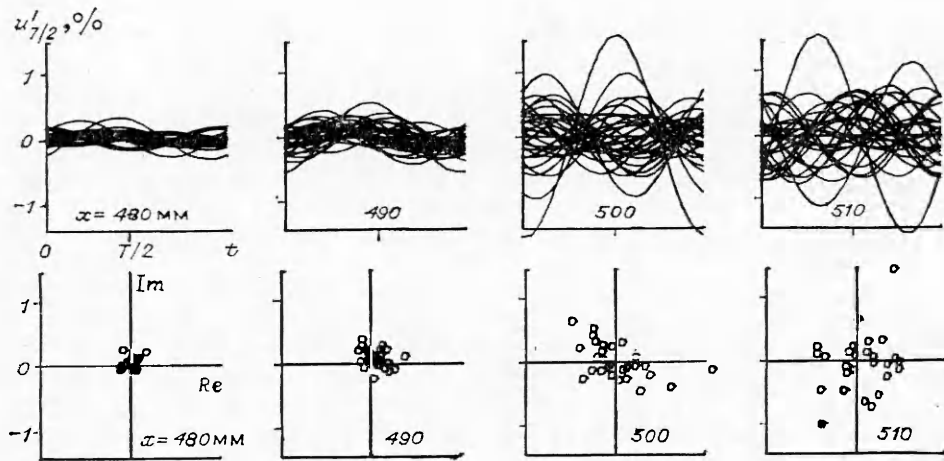
Такое поведение субгармонических пульсаций уже наблюдалось в [9, 10] (ср. рис. 2, а, б с рис. 5, 15—17 из [10]). Оно, как было показано в [9, 10], соответствует усилению субгармонических случайных фоновых возмущений под действием параметрического резонанса с основной волной частоты ω_1 .

Хотя в процессе резонансного усиления происходит некоторое упорядочение пульсаций, они по-прежнему носят черты стохастичности. С одной стороны, их «мгновенная» частота фиксирована и равна частоте субгармоники $\omega_{1/2} = \omega_1/2$, их фаза принимает только два значения: φ_r и $\varphi_r + \pi$, где φ_r — резонансное значение фазы, определяемое разницей фаз субгармоники и основной волны, диктуемой условием резонансного фазового синхронизма (см. [9, 10]). С другой стороны, случайное поведение амплитуды и случайные моменты времени, в которые происходят скачки фазы, несут с собой стохастичность, «унаследованную» от начальных фоновых затравочных возмущений. В результате эти колебания при проведении фурье-анализа на больших временах отвечают широкому участку сплошного спектра в районе частоты субгармоники. Способность субгармонического резонанса усиливать возмущения в широком диапазоне сплошного спектра была описана, изучена и объяснена с квазистационарных позиций в [9, 10] и соответствует чрезвычайно большой спектральной ширине резонанса.

Рис. 2, в демонстрирует связь амплитуды $A_{1/2}$ усиливаемой полустохастической субгармоники со степенью удлинения облака точек ее фазовой траектории $\varepsilon_{1/2} = a/b$ (a и b — размеры облака вдоль его главных осей) и с разностью ее фазы и фазы основной волны ($\varepsilon_{1/2}$, $A_{1/2}$, $\varphi_1 - \varphi_{1/2}$ отвечают графикам 1—3). Видно, что наибольшие скорости усиления соответствуют наибольшему удлинению облака, связанным с резонансом. В области действия резонанса наблюдается также фазовый синхронизм субгармоники с основной волной. Отметим, что в области $x \approx 520$ —530 мм проявления резонанса исчезают, одновременно прекращается и дальнейший рост амплитуды субгармоники (а также и интегрального по спектру «пакета»).

Таким образом, обнаружено, что в К-режиме перехода стохастизация течения начинается (совершенно аналогично N-режиму) с резонансного параметрического усиления широкого сплошного спектра субгармонических пульсаций в районе частоты $\omega_{1/2}$. Однако, как отмечалось выше, в К-режиме перехода благодаря присутствию в спектре широкого набора больших по амплитуде высших гармоник основной волны создаются все условия для появления не одного, а целой системы параметрических резонансов. Анализ показывает, что они действительно имеют место.

На рис. 3 представлены аналогичные рис. 2 осциллограммы и точки фазовых траекторий пульсаций в районе частоты $\omega_{7/2} = 7\omega_{1/2}$. Видно, что, как и для субгармоники, в этих случаях также наблюдается резонансное усиление полустохастических возмущений, которое проявляется в характерном вытягивании в эллипс фазовых траекторий и образовании соответствующих узлов и пучностей на осциллограммах, наблюдаемых как раз в моменты быстрого усиления амплитуд возмущений и возникновения на интегральных осциллограммах пульсаций квазистохастических «волновых пакетов». Аналогичные проявления резонансов зарегистрированы и в районе других субгармоник с частотами около $(2k + 1)\omega_{1/2}$ ($k = 0, 1, 2, \dots, 6$). Однако ясно, что выступающие в качестве вынуждающих волн колебания на частотах $n\omega_1$ необязательно должны иметь нечетные номера $n = 2k + 1$. Четные гармоники с частотами $2m\omega_1$ ($m = 1, 2, 3, \dots$) также могут вызывать резонансное усиление стохастических пульсаций на участках сплошного спектра около частот $2m\omega_1/2 = m\omega_1$ ($m = 1, 2, 3, \dots$), что и было обнаружено.



Р и с. 3

На рис. 4, а показаны осциллограммы и точки фазовых траекторий для ранних стадий развития возмущений в районе частоты $\omega_2 = 2\omega_1$. Основное отличие этих возмущений от изображенных на рис. 2, 3 заключается в том, что характерные неперiodические фоновые возмущения, усиливаемые параметрическим резонансом и приводящие к появлению на осциллограммах характерных узлов и пучностей, накладываются на периодическую детерминированную волну частоты ω_2 . Облака точек фазовых траекторий вытянуты опять же почти в прямые линии, которые в данном случае сильно смещены от начала координат и «посажены» на конец вектора, отвечающего детерминированной волне частоты ω_2 , амплитуда и фаза которой практически постоянны во времени. Аналогичные свойства возмущений наблюдались и в районе других частот типа $m\omega_1$; примеры для ω_3 и ω_4 приведены на рис. 4, в, г.

Для того чтобы устранить «экранирующее» влияние больших по амплитуде периодических составляющих пульсаций при изучении нерегулярных колебаний в районе частот $m\omega_1$ ($m = 1, 2, 3\dots$), некогерентная часть возмущений была отделена от когерентной с основной волной путем синхронного вычитания периодической составляющей (полученной суммированием большого числа реализаций) из интегрального сигнала. Примеры осциллограмм такой нерегулярной составляющей возмущений были даны на рис. 1, б, а на рис. 5 представлены типичные узкополосные осциллограммы и соответствующие им точки фазовых траекторий для колебаний в районе частот $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, \omega_5$ и ω_7 при $x = 450$ (а) и $470-480$ мм (б).

Сравнение графиков для ω_2 при $x = 450$ и 480 мм на рис. 5 и рис. 4, а, г наглядно демонстрирует эффект устранения периодической составляющей. Узкополосные осциллограммы теряют свою синусоидальную составляющую и становятся такими же, что наблюдались для колебаний в районе частот $(2k + 1)\omega_1/2$ (см. рис. 2, 3). Облако точек фазовых траекторий при этом смещается своим центром в начало координат.

Отметим, что наблюдаемое усиление стохастической добавки к детерминированным возмущениям для частного случая возмущений около частоты ω_1 (рис. 5, а) в принципе соответствует хорошо известной из теории колебаний модуляционной неустойчивости [26], т. е. параметрическому резонансу между гармоникой $2\omega_1$ и слабыми возмущениями около частоты ω_1 , приводящими к медленной модуляции ее амплитуды и фазы. Однако количество реально участвующих во взаимодействии волн в К-режиме перехода, конечно, значительно больше.

Точки фазовых траекторий на рис. 4, а демонстрируют постоянство сдвига фаз между детерминированными периодическими колебаниями на частоте $2\omega_1$ и полустохастическими неперiodическими колебаниями в

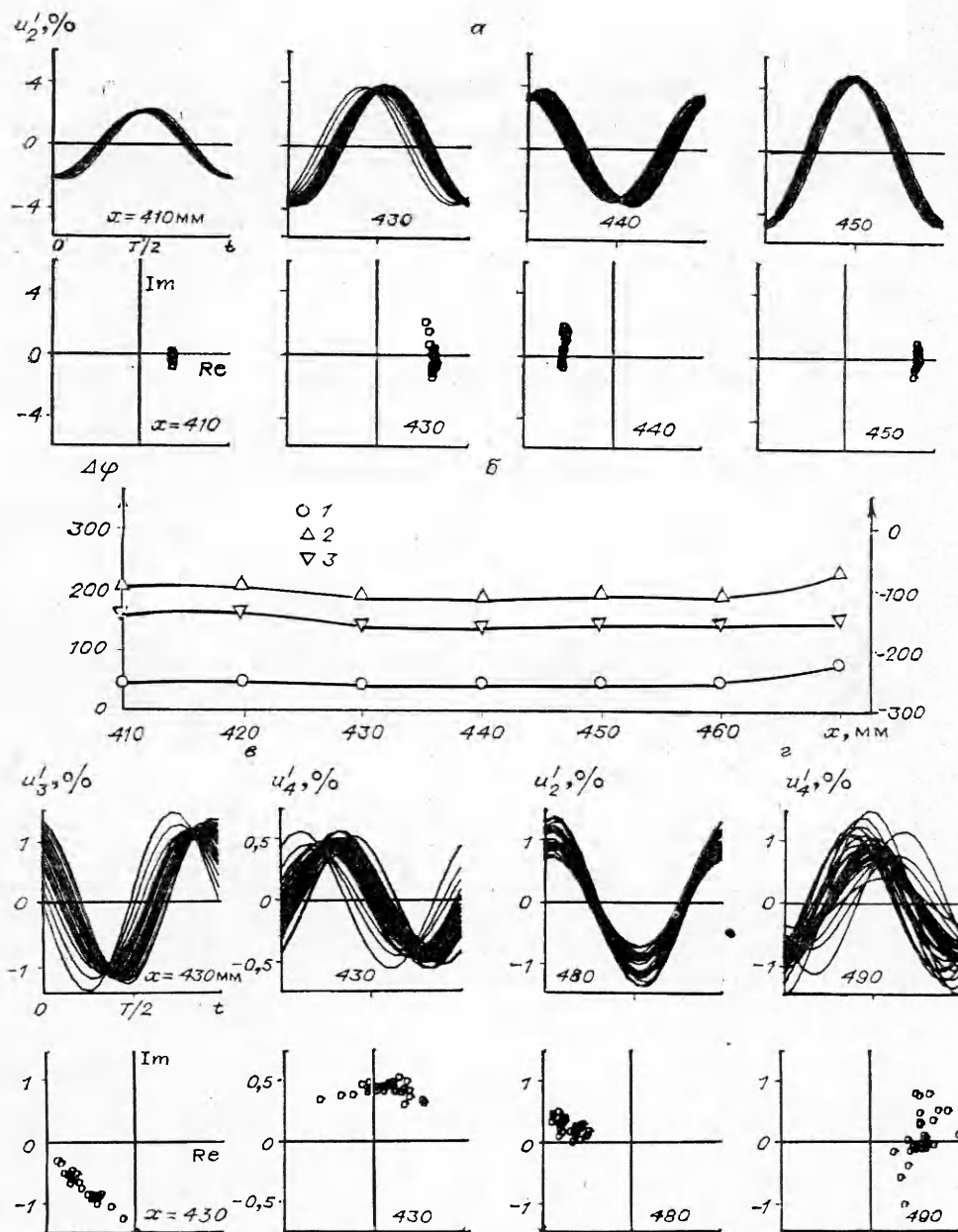


Рис. 4

районе этой частоты (если, разумеется, не принимать во внимание скачки фазы на π у последних). Фаза первых отвечает углу поворота вектора, соединяющего начало координат и центр облака точек фазовой траектории. Фаза вторых определяется направлением, вдоль которого вытягивается облако. Это свойство проявляется на рис. 4, а через синхронное вращение первой и второй фаз по мере смещения вниз по потоку, которое напоминает вращение Луны вокруг Земли (повернутой к Земле всегда одной стороной). График зависимости соответствующей разности фаз детерминированного и стохастического возмущений $\varphi_{2d} - \varphi_{2s}$ приведен на рис. 4, б (кривая 1). Это свойство наблюдается и для колебаний в районе более высокочастотных гармоник, в частности для $\omega_3, \omega_4, \omega_5, \omega_6$.

Такая синхронизация фаз является ожидаемым следствием того факта, что и детерминированные (когерентные с основной волной), и стоха-

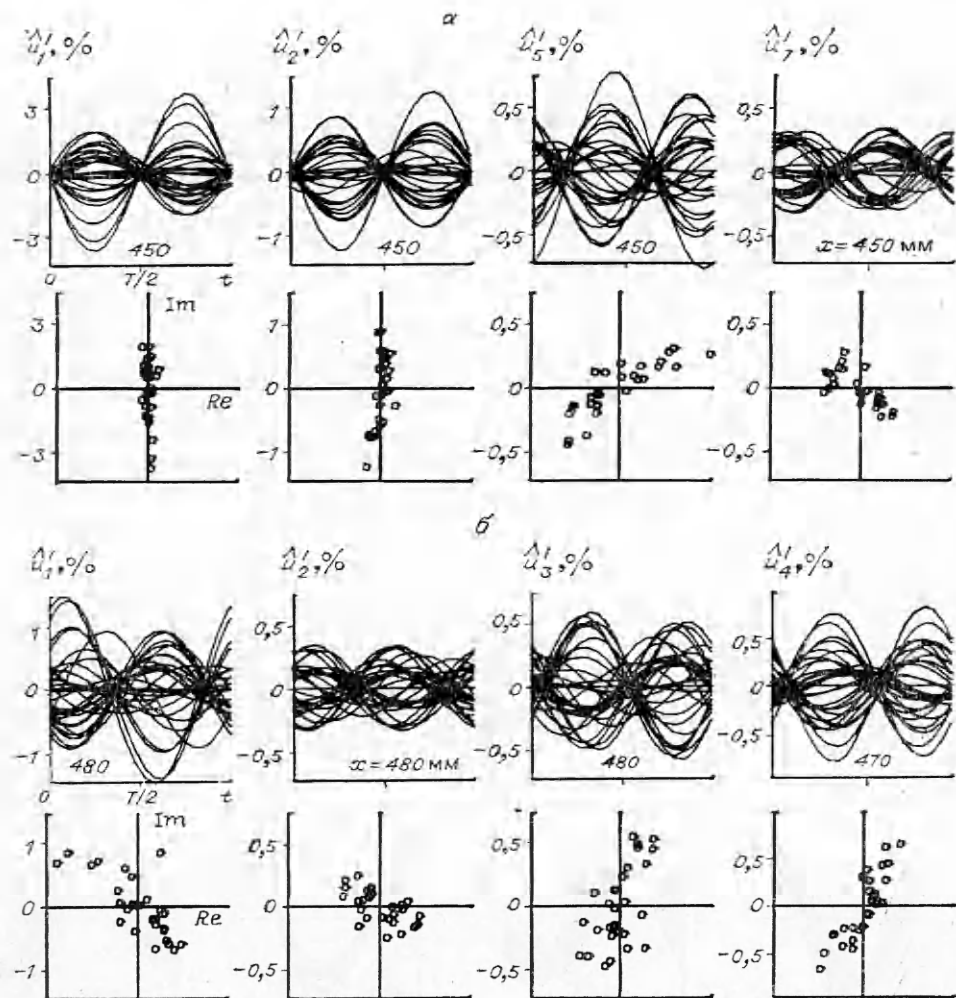


Рис. 5

стические (некогерентные с ω_1) затравки усиливаются одновременно и, вероятно, независимо с помощью одного и того же механизма параметрического резонанса под действием одних и тех же вынуждающих волн (для рис. 4, а, б это волна ω_1). Линейность параметрических резонансов в смысле выполнения принципа суперпозиции для усиливаемых субгармонических возмущений и отсутствия их обратного влияния на вынуждающую волну была показана в [9, 10] и наблюдалась до очень больших амплитуд субгармоник, вплоть до в 2,4 раза больших амплитуды вынуждающей волны! Графики на рис. 4, б действительно показывают выполнение условий синхронизма для обоих типов усиливаемых в районе частоты $2\omega_1$ пульсаций с колебаниями на частоте вынуждающей волны $4\omega_1$. Разности фаз $\varphi_{4d} - \varphi_{2d}$ (кривая 2) и $\varphi_{4d} - \varphi_{2s}$ (кривая 3) остаются в рассматриваемой области практически постоянными (d, s в индексах означают детерминированную и стохастическую компоненты колебаний, а цифры соответствуют номерам гармоник).

Отметим, что усиление некогерентных с основной волной пульсаций в районе частоты ω_2 , показанное на рис. 4, а, происходит на более ранних стадиях развития, чем для стохастических возмущений в области частот $\omega_{1/2}$, $\omega_{7/2}$, показанных на рис. 2 и 3. То же самое имеет место и для некогерентных пульсаций около частот ω_3 , ω_4 (рис. 4, в) и ω_1 , ω_5 , ω_7 (рис. 5, а). Однако ниже по потоку наблюдается новый этап усиления этих колебаний, пик которого, как и для всех других случаев, приходился на область $x \approx 470-520$ мм. Моменты усиления с появлением характерных

признаков параметрического резонанса показаны на рис. 4, *г* для возмущений вблизи гармоник ω_2 , ω_4 и на рис. 5, *б* для ω_1 , ω_3 , ω_4 .

Причины более раннего проявления резонансного усиления некогерентных возмущений в районе частот ω_1 , ω_2 , ω_3 , ω_4 и др. были изучены. Оказалось, что усиливаемые в области $x = 400-450$ мм возмущения, хотя и некогерентны с ω_1 , но носят довольно регулярный характер и связаны со слабым отличием выходного сигнала генератора (подаваемого на вибрирующую ленточку) от строго синусоидального. В сигнале присутствовали искажения, вызванные сетевой наводкой и проявившиеся в слабой модуляции его амплитуды со временем с частотой $\Delta f = 2f_H - f_1$ ($f_H \approx 50$ Гц — частота сетевой наводки). Такая модуляция соответствовала присутствию в спектре очень маленьких колебаний на частотах $f_1 \pm \Delta f$, которые, однако, превышали по амплитуде фоновые возмущения другой природы. Поэтому именно они сыграли роль затравок в районе частот $n\omega_1$ ($n = 1, 2, 3, \dots$) на первом этапе резонансного усиления некогерентных возмущений. Более слабым стохастическим фоновым возмущениям требовалось пройти большее расстояние вниз по потоку, чтобы резонансы смогли усилить их до наблюдаемых амплитуд и заметно выделить из фона возмущений другой природы. Этот второй этап усиления происходил для всех исследованных субгармонических (в широком смысле) возмущений примерно при $x = 470-520$ мм. Вероятно, здесь сказывалось свойство линейности параметрических резонансов по отношению к усиливаемым возмущениям, упомянутое выше и наблюдавшееся в [9, 10].

Отметим, что процесс резонансного усиления возмущений, безусловно, не может продолжаться бесконечно. На рис. 2, 3, *а*, 4, *а* хорошо видно, что стадия бурного усиления сменяется замедлением и прекращением роста амплитуды с одновременной расстройкой фазового синхронизма и уменьшением и исчезновением растяжения облака точек фазовой траектории вдоль направления резонансной фазы. Точно так же резонансы на детерминированных когерентных с основной волной затравках в основном завершают свою работу по формированию всплесков-шипов в точке $x \approx 460$ мм (см. [1, 2, 15-17, 19]).

Итак, анализ процесса усиления некогерентных с основной волной возмущений сплошного спектра показал, что главной причиной начала стохастизации течения в К-режиме перехода является, как и в N-режиме, параметрическое резонансное усиление фоновых случайных затравочных возмущений пограничного слоя в районе частот субгармоник соответствующих детерминированных вынуждающих волн. В отличие от N-режима перехода наблюдается одновременная реализация целой системы параметрических субгармонических резонансов, базирующихся на различных детерминированных вынуждающих волнах с частотами $n\omega_1$, усиленных на более ранних стадиях развития К-режима перехода — на этапе формирования периодических всплесков-шипов. Поскольку субгармонические резонансы такого же типа, но усиливающие детерминированные затравки, играют основную роль в процессе порождения периодического вторичного течения с шипами [1, 2, 15-17], то можно сказать, что причина разрушения этого течения почти та же, что и причина его порождения. Конкуренцией резонансного разрушения течения (при усилении фоновых стохастических затравок) и резонансного порождения всплесков-шипов (в процессе усиления когерентных с основной волной затравок) и объясняется возникновение либо N-, либо К-режима перехода, а также всех возможных промежуточных типов разрушения ламинарного режима пограничного слоя. Хотя обнаруженный механизм стохастизации течения в К-режиме перехода нуждается в более детальном изучении, на данном этапе исследований можно определенно заключить, что высказанная в [24] гипотеза об основных причинах стохастизации в К-режиме перехода полностью подтверждается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Ю. С. Резонансно-волновая природа перехода к турбулентности в пограничном слое // Моделирование в механике/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ.— 1987.— Т. 1 (18), № 2.
2. Kachanov Yu. S. On the resonant nature of the breakdown of a laminar boundary layer // J. Fluid Mech.— 1987.— V. 184.— P. 43.
3. Klebanoff P. S., Tidstrom K. D., Sargent L. M. The three-dimensional nature of boundary-layer instability // J. Fluid Mech.— 1962.— V. 12, pt 1.
4. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Нелинейное развитие волны в пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1977.— № 3.
5. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое.— Новосибирск: Наука, 1982.
6. Saric W. S., Carter J. D., Reynolds G. A. Computation and visualization of unstable-wave streamlines in a boundary layer // Bull. Amer. Phys. Soc.— 1981.— V. 26.— P. 1252.
7. Thomas A. S. W., Saric W. S. Harmonic and subharmonic waves during boundary-layer transition // Ibid.
8. Saric W. S., Kozlov V. V., Levchenko V. Ya. Forced and unforced subharmonic resonance in boundary-layer transition.— N. Y., 1984.— (Pap./AIAA; N 84—0007).
9. Качанов Ю. С., Левченко В. Я. Резонансное взаимодействие возмущений при переходе к турбулентности в пограничном слое.— Новосибирск, 1982.— (Препр./ИТПМ СО АН СССР; № 10—82).
10. Kachanov Yu. S., Levchenko V. Ya. The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer // J. Fluid Mech.— 1984.— V. 138.— P. 209.
11. Raetz G. S. A new theory of the case of transition in fluid flows // Hawthorne, CA, 1959.— (Norairep.; NOR — 59—383).
12. Craik A. D. D. Non-linear resonant instability in boundary layers // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 50, pt 2.
13. Володин А. Г., Зельман М. Б. Трехволновое резонансное взаимодействие возмущений в пограничном слое // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1978.— № 5.
14. Зельман М. Б., Масленникова И. И. Резонансное возбуждение пространственных возмущений в пограничном слое // Неустойчивость до- и сверхзвуковых течений.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
15. Бородулин В. И., Качанов Ю. С. Каскад гармонических и параметрических резонансов в К-режиме перехода пограничного слоя // Моделирование в механике/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИТПМ.— 1989.— Т. 3(20), № 2.
16. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я., Рамазанов М. П. Экспериментальное изучение К-режима разрушения ламинарного пограничного слоя.— Новосибирск, 1984.— (Препр./ ИТПМ СО АН СССР; № 9—84); Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я., Рамазанов М. П. Природа К-разрушения ламинарного пограничного слоя // Изв. СО АН СССР.— 1989.— № 7. Сер. техн. наук.— Вып. 2.
17. Kachanov Yu. S., Kozlov V. V., Levchenko V. Ya., Ramazanov M. P. On nature of K-breakdown of a laminar boundary layer. New experimental data // Laminar-Turbulent Transition: Symp., Novosibirsk, USSR, 1984.— Berlin et al.: Springer, 1985.
18. Nishioka M., Asai M., Iida S. An experimental investigation of the secondary instability // Laminar-Turbulent Transition: Symp., Stuttgart, FRG, 1979.— Berlin et al.: Springer, 1980.
19. Бородулин В. И., Качанов Ю. С. Роль механизма локальной вторичной неустойчивости в К-разрушении пограничного слоя // Изв. СО АН СССР.— 1988.— № 18. Сер. техн. наук.— Вып. 5.
20. Nayfeh A. H. Nonlinear stability of boundary layers.— N. Y., 1987.— (Pap./AIAA; N 87—0044).
21. Nayfeh A. H., Bozattli A. N. Nonlinear wave interactions in boundary layers.— N. Y., 1979.— (Pap./AIAA; N 79—1493).
22. Nayfeh A. H., Bozattli A. N. Nonlinear interaction of waves in boundary-layer flows // VPI and SU Rep. NVPI — E — 79.6, 1979.
23. Качанов Ю. С. Комплекс программ двумерного и двухмасштабного фурье-анализа данных и его применение при изучении проблемы возникновения турбулентности // Перспективные методы планирования и анализа экспериментов при исследовании случайных полей и процессов.— М.: МЭИ, 1985.— Ч. 2.
24. Качанов Ю. С. О резонансном разрушении ламинарного пограничного слоя // Современные проблемы гидро- и аэродинамики судна.— Варна: Болгар. ин-т гидродинамики судна, 1985.— Т. 3.
25. Хэррис Ф. Дж. Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье // ТИИЭР.— 1978.— Т. 66, № 1.
26. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны.— М.: Мир, 1977.

г. Новосибирск

Поступила 18/1 1989 г.