

А. В. Панина², А. Д. Косинов^{1,2}, Ю. Г. Ермолаев¹, Н. В. Семенов¹

¹ Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4/1, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: kosinov@itam.nsc.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ТЕЧЕНИЯ НА РАЗВИТИЕ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ *

Представлены результаты экспериментального исследования поперечной неоднородности течения на развитие волнового пакета в пограничном слое плоской пластины при числе Маха $M = 2$. Поперечная модуляция среднего течения в пограничном слое создавалась с помощью наклеек из скотча толщиной 60 и 110 мкм. Изучалось развитие контролируемых возмущений вниз по потоку. Определены волновые характеристики бегущих возмущений. Получено, что характер развития волнового поезда существенно зависит от высоты шероховатостей, а также от их расположения. Результаты экспериментов показывают, что пакет волн Толлмина – Шлихтинга качественно имеет одинаковый характер развития для гладкой и шероховатой поверхностей. В то же время поперечная модуляция среднего течения приводит к возбуждению сильнонаклонных волн основной частоты ($f = 20$ кГц). Фазовые спектры указывают, что возбуждение этих волн происходит в центре волнового пакета. Обнаружено, что модуляция среднего течения может приводить к стабилизации развития возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине.

Ключевые слова: сверхзвуковой пограничный слой, неустойчивость, волновые пакеты, нелинейность, ламинарно-турбулентный переход.

Введение

Для решения задачи ламинаризации течения необходимо детально выяснить механизм перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный. Сейчас общепризнанной является прямая связь перехода к турбулентности с устойчивостью исходного ламинарного течения [1–3]. Если вопросам устойчивости ламинарного пограничного слоя для дозвуковых скоростей посвящено довольно много как экспериментальных, так и теоретических работ [2–4], то для сверхзвуковых скоростей эти проблемы исследованы в значительно меньшей степени [1; 2; 5–7]. Следует заметить, что за последние годы в исследованиях устойчивости сжимаемых пограничных слоев удалось до-

стичь некоторых успехов, связанных с нелинейным развитием волн неустойчивости [8–10].

Использование контролируемых возмущений для исследования нелинейных механизмов взаимодействия неустойчивых волн в сверхзвуковом пограничном слое предпочтительнее по сравнению с исследованием только естественных возмущений. Поскольку результаты линейной теории гидродинамической устойчивости в некоторых случаях известны, то отклонение от линейного развития волн можно рассматривать как проявление нелинейности. С помощью контролируемых возмущений экспериментально обнаружено:

- параметрическое субгармоническое усиление сильнонаклонных волн [10];

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-01-00767).

- аномальное усиление квазидвумерных возмущений большой амплитуды [11];
- вероятно, что в частности проверяется в данной работе, не субгармонический механизм усиления сильнонаклонных волн фундаментальной частоты [12; 13].

Для последнего механизма существенна как амплитуда волн, так и поперечная неоднородность течения. Можно предположить, что данный механизм будет играть важную роль в ламинарно-турбулентном переходе при наличии периодической поперечной неоднородности течения. Безусловно, случай плоской пластины наиболее простой для теоретического и экспериментального изучения. С другой стороны, считается, что неустойчивость Толлмина – Шлихтинга, вызывающую переход на пластине, нужно также учитывать и для трехмерных течений на стреловидных крыльях.

Изначально влияние шероховатостей поверхности на устойчивость сжимаемых пограничных слоев изучалось на моделях скользящего крыла, поскольку эти исследования имеют значительный прикладной характер. Отметим работы [14; 15], в которых показано, что периодическая шероховатость поверхности, расположенная вблизи передней кромки модели скользящего крыла, может, как стабилизировать течение, так и приблизить ламинарно-турбулентный переход к передней кромке модели. Стабилизация течения была вызвана воздействием распределенной шероховатости на стационарную моду неустойчивости вторичного течения.

Подчеркнем, что пограничный слой на крыле – это более сложное течение, в котором помимо неустойчивостей, присущих безградиентному пограничному слою на плоской пластине, имеется неустойчивость вторичного течения, которая играет важную роль в процессе перехода к турбулентности на скользящем крыле.

Принципиальным ограничением ламинаризации течения с помощью шероховатости поверхности является неустойчивость к волнам Толлмина – Шлихтинга. Очевидно, что обнаружение стабилизирующего эффекта от шероховатости для этой моды может увеличить число Рейнольдса перехода при использовании данного способа управления течением. Однако до сих пор в исследованиях перехода в двумерных сверхзвуковых пограничных слоях ограничивались изуче-

нием развития пульсаций без учета влияния возможных неоднородностей течения. Поэтому целью данной работы являлось экспериментальное исследование развития волнового пакета в пространственно модулированном сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине.

Оборудование и условия экспериментов

Эксперименты выполнены в малошумной сверхзвуковой аэродинамической трубе Т-325 ИТПМ СО РАН при числе Маха $M = 2,0$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = (6,5 \pm 0,1 \text{ и } 5,6 \pm 0,1) \times 10^6 \text{ м}^{-1}$. В качестве модели использовалась плоская стальная пластина длиной 450 мм, шириной 200 мм, толщиной 10 мм. Угол скоса передней кромки $14^\circ 30'$, а ее толщина – 0,02 мм. Пластина устанавливалась в центральной плоскости рабочей части аэродинамической трубы под нулевым углом атаки.

Для введения в пограничный слой контролируемых пульсаций использовался генератор локализованных искусственных возмущений, конструкция которого основана на тлеющем разряде в камере и описана в [7]. Контролируемые пульсации вводились в пограничный слой через отверстие в рабочей поверхности модели диаметром 0,42 мм, частота зажигания разряда 20 кГц, что соответствует частоте основных возмущений. Источник контролируемых возмущений располагался на расстоянии $x = 37 \pm 0,25$ мм от передней кромки модели, $z = 0$ – соответствует центральной линии симметрии модели.

Возмущения в потоке регистрировались термоанемометром постоянного сопротивления. Датчики термоанемометра изготавливались из вольфрамовой нити диаметром 10 мкм и длиной 1,5 мм. С помощью координатника датчик перемещался по координатам x , y , z . Точность определения положения датчика по координатам x , z составляла 0,1 мм, а по y – 0,01 мм. При перемещении датчика по трансверсальной координате измерения проводились при $x = \text{const}$ и $y = \text{const}$. Величина перегрева нити датчика устанавливалась 0,8, а измеренные возмущения на 90 % состояли из пульсаций массового расхода [16].

Пульсационный сигнал в диагонали моста термоанемометра записывался в ЭВМ с

помощью 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) с частотой дискретизации 750 КГц. Постоянная составляющая напряжения с выхода термоанемометра E измерялась с помощью цифрового вольтметра Agilent 34401A. Измерения полного сигнала выполнялись в окрестности максимума среднеквадратичных пульсаций поперек пограничного слоя. Запуск АЦП производился синхронно с генератором, задающим частоту вводимых возмущений. Для увеличения отношения сигнал / шум использовался метод синхронного суммирования.

В экспериментах записывались осциллограммы пульсационного сигнала разной длины: 1 024 и 65 536 отсчетов АЦП. Для осциллограмм малой длины выполнялось синхронное измерение 256 реализаций сигнала и их усреднение в процессе эксперимента в каждой точке по пространству. В случае длинных осциллограмм, в каждой точке по пространству измерялось всего по 4 реализации.

Частотные гармоники определялись с помощью дискретного преобразования Фурье (ДПФ) по осредненным осциллограммам. В ходе эксперимента контролировалась амплитуда возмущений на основной (20 кГц) и субгармонической (10 кГц) частотах. Это позволило достаточно точно определить границы введенного волнового пакета по поперечной координате.

Для определения частотно-волновых спектров возмущений использовалось ДПФ в виде

$$e'_{\beta}(x) = \frac{2}{T} \sum_{j,k} e'(x, z_j, t_k) e^{-i(\beta z_j - \omega_k t_k)} \cdot \Delta t_k \cdot \Delta z_j,$$

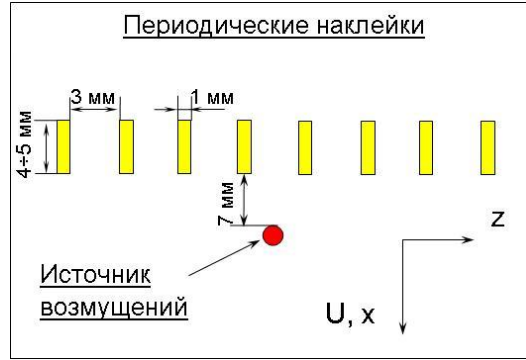
где $e'(x, z_j, t_k)$ – пульсационный сигнал с термоанемометра, осредненный по реализациям; T – длина реализации по времени. Амплитуда и фаза возмущений находились после ДПФ по формулам:

$$A_{\beta}(x, y) = \text{mod}\{e'_{\beta}(x, y)\},$$

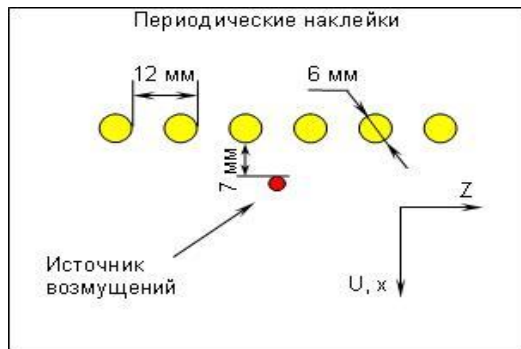
$$\Phi_{\beta}(x, y) = \text{arctg}\{-\text{Im}[e'_{\beta}(x, y)] / \text{Re}[e'_{\beta}(x, y)]\}.$$

Определение абсолютных значений пульсаций массового расхода $(\rho u)'$ проводилось по методу, описанному в [16].

Поперечная модуляция среднего течения в пограничном слое создавалась с помощью наклеек из скотча двух видов. На рис. 1 приведены формы использованных в экспе-



а



б

Рис. 1. Схема модели с периодической шероховатостью: а – шероховатости прямоугольной формы; б – шероховатости круглой формы (толщина 60 и 110 мкм)

риментах наклеек и их схемы расположения на модели.

На рис. 1, а показан случай прямоугольных наклеек. Размер наклейки был примерно 1 мм в ширину и 5 мм в длину, а ее толщина составляла 60 мкм. Шестнадцать наклеек с шагом 4 мм были расположены параллельно передней кромке на расстоянии 25 мм от нее.

На рис. 1, б показан случай круглых наклеек. В экспериментах использовались круглые наклейки толщиной 60 и 110 мкм. Диаметр наклеек был равен 6 мм. Десять наклеек с шагом 12 мм были расположены параллельно передней кромке. Расстояние от источника возмущений до наклеек составляло 7 мм. В обоих случаях отверстие в поверхности модели, через которое вводились контролируемые пульсации, располагалось по центру между наклейками.

Размеры неровностей и их периодичность были выбраны исходя из условий проявления механизма наклонного перехода сверхзвукового пограничного слоя, который был предсказан относительно недавно пря-

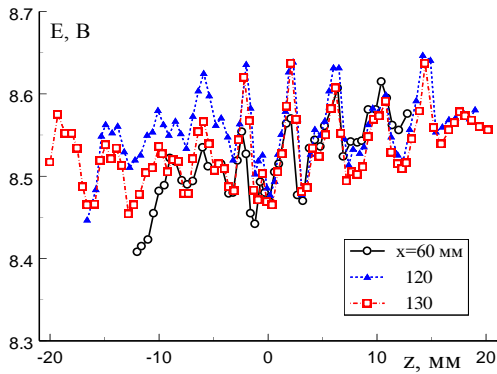
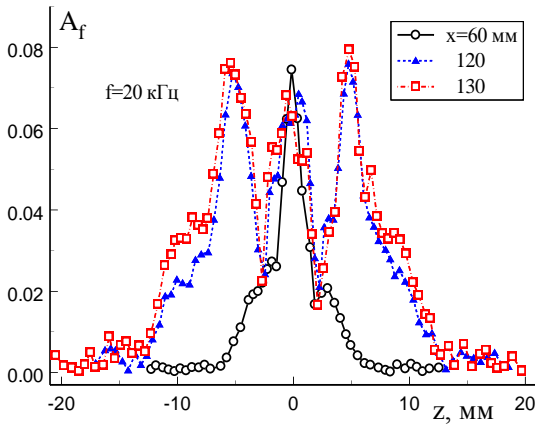
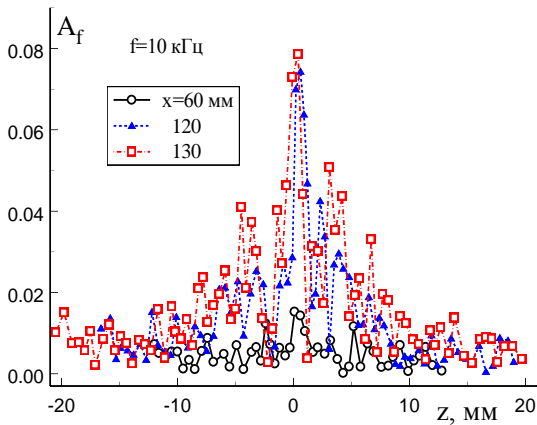


Рис. 2. Зависимость выходного среднего напряжения ТПС по поперечной координате



а



б

Рис. 3. Распределения амплитуды пульсаций по z : а – для частоты 20 кГц; б – для частоты 10 кГц

мым численным моделированием развития волнового поезда [17]. В данной работе варьировались высота неровностей и их период.

Результаты и их анализ

Результаты для периодических прямоугольных наклеек. Характер модуляции среднего течения поперек модели для $x = 60, 120$ и 130 мм представлен на рис. 2. Видно, что амплитуда модуляции и период почти не изменяются вниз по потоку. Период модуляции среднего течения соответствует периоду наклеек на поверхности модели. Оценка показала, что среднеквадратичный уровень стационарного возмущения массового расхода составляет около 2 % от его местного значения.

Распределения по координате z амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений основной и субгармонической частоты для $x = 60, 120, 130$ мм приведены на рис. 3. Отметим, что эволюция волн основной частоты вниз по потоку не сильно отличается от случая гладкой поверхности плоской пластины. На это указывает вид зависимости амплитуды пульсаций по поперечной координате z , который аналогичен результатам для однородного в трансверсальном направлении пограничного слоя [10], где установлена линейность развития возмущений основной частоты. Сравнивая полученные результаты с данными для гладкой модели [10], заметим, что наибольшее влияние модуляция среднего течения оказывает на развитие волн субгармонической частоты. В нашем случае распределения амплитуды контролируемых возмущений при $f = 10$ кГц имеют множество пиков (см. рис. 3, б).

Волновые амплитудные спектры по поперечному волновому числу β для контролируемых возмущений основной и субгармонической частот при $x = 60, 120, 130$ мм приведены на рис. 4. Здесь и далее величина A_{β} нормирована на 1 мм. Из результатов, представленных на рис. 4, а, можно видеть, что субгармонические возмущения растут как в области больших, так и в области малых значений β . Можно утверждать, что субгармонический резонанс в этом случае имеет место [10]. Но рост квазидвумерных возмущений ($\beta = 0$) указывает на аномальный механизм перехода [11].

Для возмущений основной частоты (см. рис. 4, б) наблюдается типичный рост волн с углом наклона около 60° ($\beta \approx 1$ рад/мм) [10], что согласуется с результатами линей-

ной теории гидродинамической устойчивости.

Для фазовых спектров по β при $x = 120$ и 130 мм, приведенных на рис. 5, наблюдается резонансный характер возбуждения возмущений для $\beta = 1,7; 2,5$ рад/мм, который является характерной особенностью наклонного типа перехода [17]. Однако эффективность этого механизма не велика по сравнению с ростом пакета неустойчивых собственных волн пограничного слоя ($\beta \approx 0,9$ рад/мм). Возбуждение сильнонаклонных волн ($|\beta| > 1,5$ рад/мм) происходит в центре волнового пакета, поскольку фаза возмущений по β вблизи амплитудных максимумов постоянна [18].

Результаты для периодических круглых наклеек высотой 60 мкм. Характер модуляции среднего течения в поперечном направлении для расстояний от передней кромки $x = 60, 110$ и 120 мм представлен на рис. 6. Видно, что в этом эксперименте наблюдается более сложный вид модуляции среднего течения, а амплитуда модуляции имеет тенденцию к уменьшению вниз по потоку, что отлично от результатов для прямоугольных наклеек, рассмотренных ранее.

Распределения по координате z амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений основной и субгармонической частот для $x = 60, 110, 120$ мм приведены на рис. 7. Несмотря на то что в экспериментах фиксировалась электрическая мощность источника возмущений, в данном случае уровень амплитуды контролируемых возмущений основной и субгармонической частот для сечения $x = 60$ мм в 2–2,5 раза меньше, чем в предыдущем эксперименте.

Далее вниз по потоку амплитудные распределения субгармонических возмущений имеют сложную структуру, но в среднем уровень возмущений не нарастает. Для частоты 20 кГц наблюдается тенденция затухания контролируемых возмущений вниз по потоку (см. рис. 7, б). При этом не происходит расплывания пакета волн основной частоты.

Волновые амплитудные спектры по β контролируемых возмущений основной и субгармонической частот для $x = 60, 110, 120$ мм приведены на рис. 8. Здесь мы не видим привычной картины эволюции волн в сверхзвуковом пограничном слое. Сложный характер этих спектров не позволяет выде-

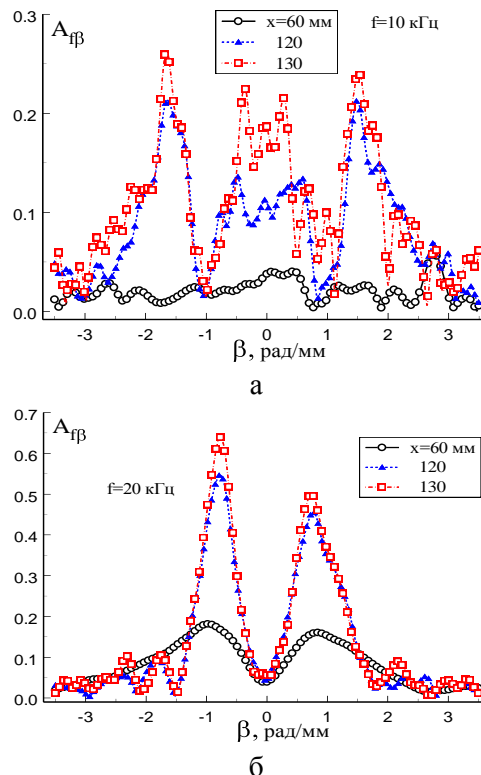


Рис. 4. Амплитудные спектры по β : а – для частоты 10 кГц; б – для частоты 20 кГц

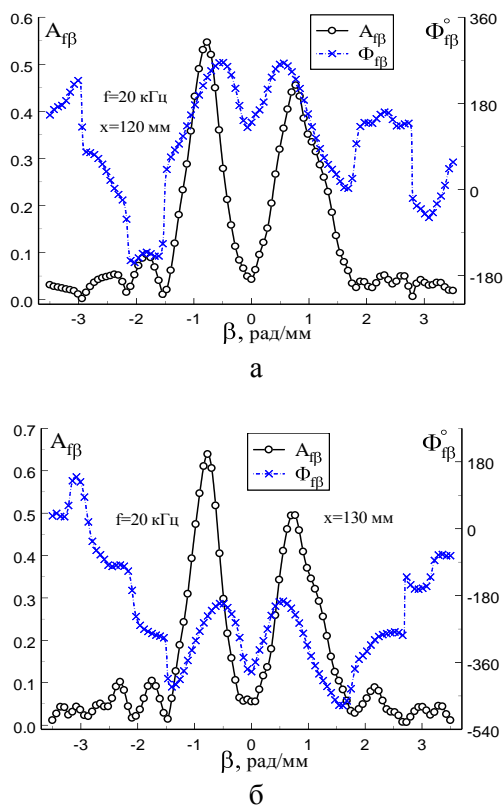


Рис. 5. Амплитудный и фазовый спектры по β для частоты 20 кГц: а – при $x = 120$ мм; б – при $x = 130$ мм

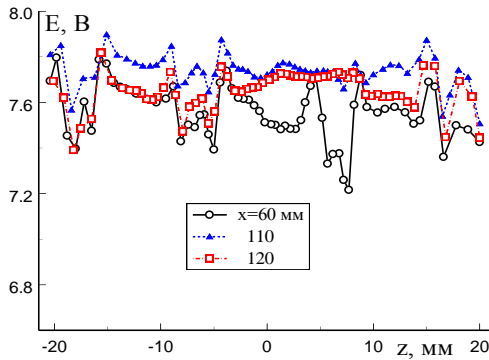
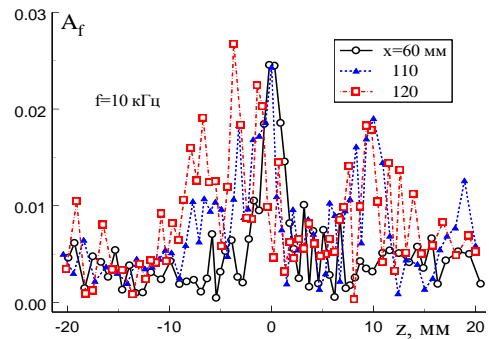
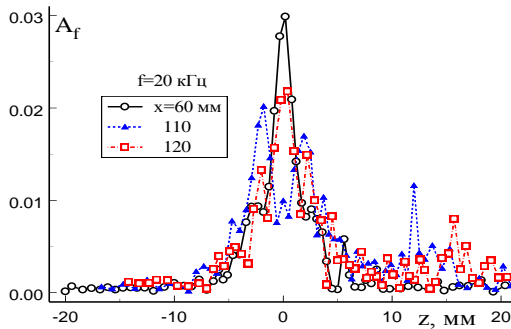


Рис. 6. Зависимость $E(z)$, круглые наклейки толщиной 60 мм



а



б

Рис. 7. Распределения амплитуды пульсаций по z : а – для частоты 10 кГц; б – для частоты 20 кГц

лить каких-то закономерных механизмов развития волн. Отметим только, что вниз по потоку происходит искажение амплитудно-волновых спектров относительно $\beta = 0$.

Однако сильнонаклонные волны по-прежнему возбуждаются в центре волнового пакета, что видно по стабилизации зависимости фазы по β в области амплитудных максимумов, которая наблюдается в результатах, представленных на рис. 9.

Сравнивая эти результаты с ранее полученными нами данными на гладкой стальной пластине [10; 18], можно сделать вывод, что с помощью модуляции среднего течения мы можем стабилизировать развитие волнового пакета. На рис. 7 и 8 мы видим, что амплитуды сигналов очень маленькие и расплывания пакета не происходит.

Отметим, что на гладкой модели даже при малом начальном уровне контролируемых возмущений вниз по потоку наблюдалось нарастание вводимых пульсаций [10].

Результаты для периодических круглых наклеек высотой 110 мкм. Целью этого этапа экспериментов было изучение влияния высоты неровностей поверхности на среднее течение и развитие контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое. Здесь диаметр наклеек и период их расположения на поверхности модели такой же, как в предыдущем эксперименте, а высота наклеек была увеличена до 110 мкм.

Вид модуляции среднего течения в пограничном слое поперек модели для $x = 60, 110, 120$ и 130 мм представлен на рис. 10. Видно, что амплитуда модуляции течения в поперечном направлении возрастает вниз по потоку приблизительно в 2 раза относительно предыдущих данных (см. рис. 6).

Рассмотрим более детально зависимость полных (естественные + контролируемые) пульсаций массового расхода и среднего напряжения в диагонали моста термоанемометра по трансверсальной координате на примере данных для $x = 120$ мм, приведенных на рис. 11. Возьмем ближайшие к центру симметрии модели наклейки. Центры этих наклеек расположены при $z = \pm 6$ мм. М-образная зависимость среднего напряжения наблюдается в следе за наклейками. Пюльчка для среднего напряжения расположена в следе между наклейками. Минимум пульсаций массового расхода расположен в следе между наклейками. А в следе за наклейками наблюдается увеличение уровня среднеквадратичных полных пульсаций массового расхода до 3–4 %. Для остальных наклеек результаты аналогичны. Большая величина и сложный вид распределения амплитуды пульсаций говорит о возможном нелинейном процессе их развития.

Зависимости от z амплитуды пульсаций массового расхода контролируемых возмущений основной и субгармонической частот

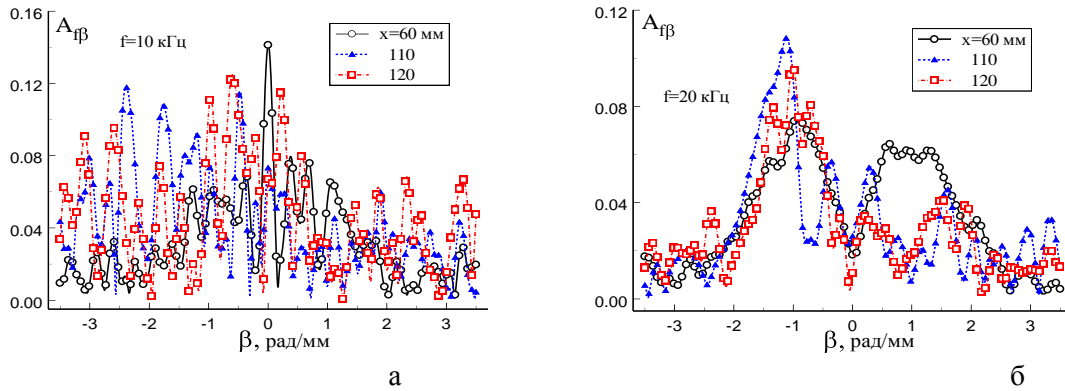


Рис. 8. Амплитудные спектры по β : а – для частоты 10 кГц; б – для частоты 20 кГц

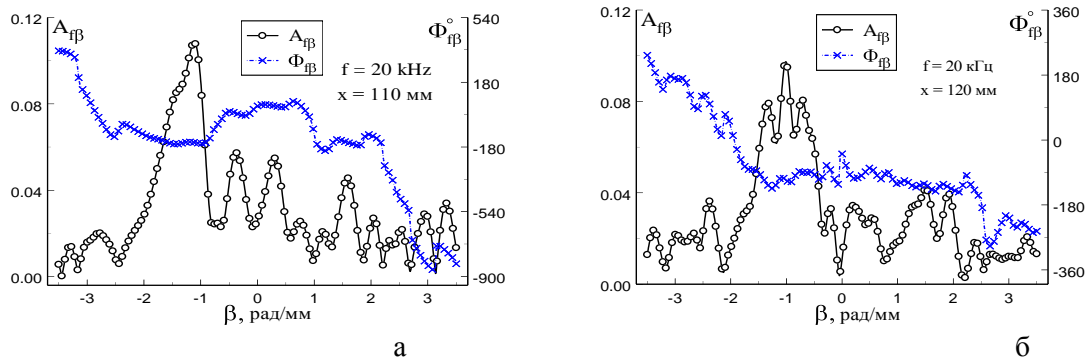


Рис. 9. Амплитудный и фазовый спектры по β для частоты 20 кГц: а – при $x = 110$ мм; б – $x = 120$ мм

для $x = 60, 110, 120, 130$ мм приведены на рис. 12. Напомним, что электрическая мощность источника возмущений была одинакова во всех экспериментах, описываемых в данной работе. Однако в рассматриваемом здесь эксперименте уровень амплитуды контролируемых возмущений основной частоты для сечения $x = 60$ мм приблизительно в 2 раза больше, чем в предыдущем эксперименте, описанном выше (см. рис. 7, б). Амплитуды пульсаций на субгармонической частоте при $x = 60$ мм на 20 % больше, чем для таких же наклеек, но меньшей высоты (рис. 12, б).

Из данных, приведенных на рис. 12, а, следует, что эволюция волнового пакета основной частоты отличается от результатов предыдущего эксперимента. Вниз по потоку наблюдается существенное расплывание волнового пакета по пространству, а вид распределений более сложный, чем для результатов на гладкой модели [10]. Отметим

расслоение распределения амплитуды на мелкие масштабы по z .

Для возмущений частотой 10 кГц (см. рис. 12, б), очевидно, наблюдается субгармонический резонанс. Здесь, при $x \geq 110$ мм, имеется множество амплитудных максимумов в области z от -5 до 5 мм.

Как было показано в [18], в области нелинейного взаимодействия возмущений необходимо привлекать анализ фазовых траекторий. Фазовая траектория – это график зависимости мнимой от реальной части гармоники по пространству (напомним, что после применения Фурье-преобразования мы имеем дело с комплексными величинами). Характерное поведение фазовой траектории может указать на появление стоячей волны и соответственно на начало нелинейного взаимодействия волн неустойчивости [18]. Также анализ фазовых траекторий позволяет правильно определить характер изменения фазы возмущений по пространству,

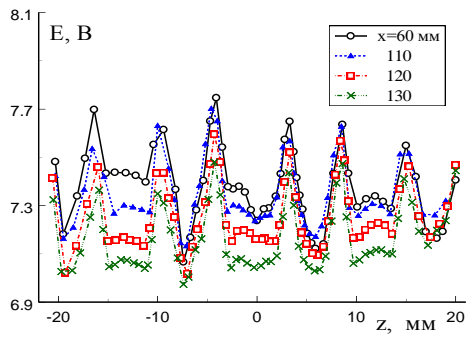


Рис. 10. Зависимость $E(z)$, круглые наклейки толщиной 110 мм

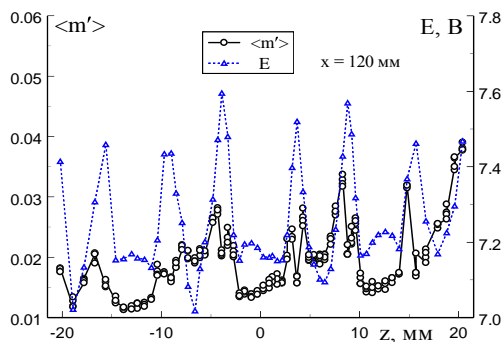
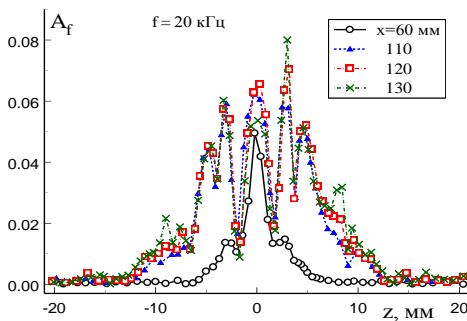
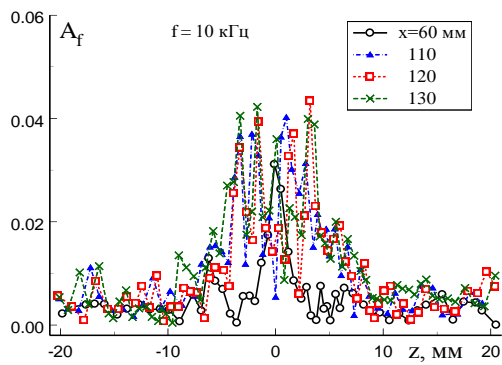


Рис. 11. Распределение $E(z)$ и $\langle m' \rangle(z)$ вниз по потоку за периодическими наклейками при $x = 120$ мм



а



б

Рис. 12. Распределения амплитуды пульсаций по z : а – для частоты 20 кГц; б – для частоты 10 кГц

поскольку фаза гармоники определяется с точностью до π .

На рис. 13 представлены фазовые траектории возмущений на частоте 20 кГц по z для сечений $x = 60, 110, 120, 130$ мм. На этих графиках по оси ординат отложена мнимая, а по оси абсцисс – реальная часть гармоники. Фазовая траектория при $x = 60$ мм (см. рис. 13, а) закручивается в одну сторону и типична случаю линейного распространения волн неустойчивости [18]. С точностью проводимых измерений ветви фазовой траектории для положительных и отрицательных значений z совпадают. Однако при $x \geq 110$ мм (рис. 13, б) положительная и отрицательная ветви фазовой траектории расходятся. Этот факт указывает на асимметрию в амплитудном распределении возмущений при $f = 20$ кГц относительно $z = 0$ мм и, как следствие, на отклонение их от линейного развития.

На рис. 13, в, г показано нелинейное взаимодействие волн неустойчивости, вызванное параметрическим резонансом. Здесь наблюдается характерное изменение фазовой траектории с прохождением ее через область вблизи нуля, что связано с наличием пакета стоячих волн в центре волнового пучка [18].

Волновые амплитудные спектры по β контролируемых возмущений основной и субгармонической частот для $x = 60, 110, 120, 130$ мм приведены на рис. 14. Из рис. 14, а можно видеть, что эволюция волн субгармонической частоты имеет схожий характер развития со случаем гладкой модели [18]. Этот же результат наблюдался в случае прямоугольных наклеек высотой 60 мкм.

Основным результатом данного эксперимента является обнаружение существенного роста сильнонаклонных волн основной частоты ($|\beta| > 1,6$ рад/мм), чего не наблюдалось в предыдущих экспериментах. Эти результаты представлены на рис. 14, б. Для $x = 110, 120$ и 130 мм отчетливо видны пакеты сильнонаклонных волн с максимумами спектров при $\beta \approx \pm 2, \pm 2,8$ рад/мм. Однако для всех неустойчивых возмущений после $x = 120$ мм рост волн сильно замедлился. Этот факт требует дополнительного осмысления.

Из результатов для фазовых спектров по β при $x = 110$ и 120 мм, представленных на рис. 15, можно сделать вывод, что эти силь-

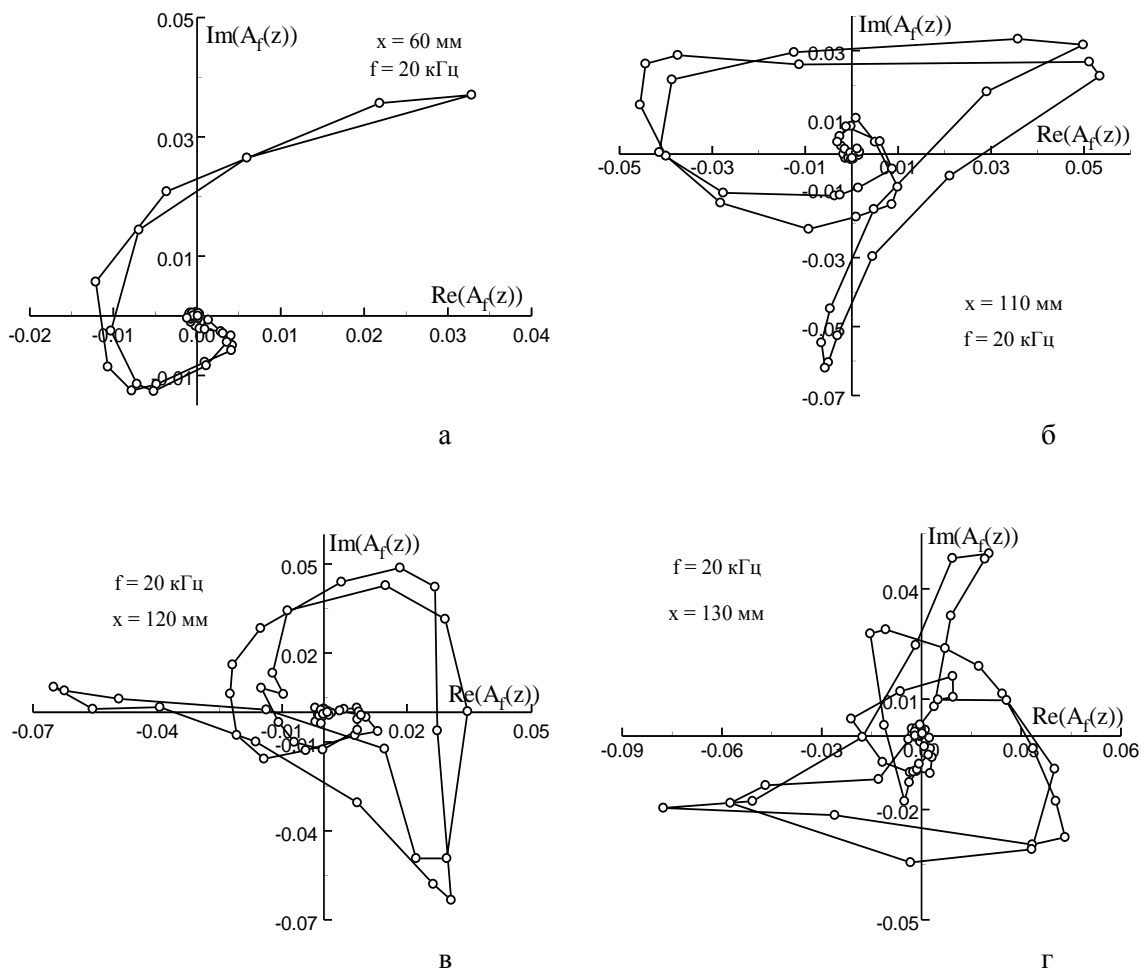


Рис. 13. Фазовая траектория возмущений по z для частоты 20 кГц: а – при $x = 60 \text{ мм}$; б – при $x = 110 \text{ мм}$; в – при $x = 120 \text{ мм}$; г – при $x = 130 \text{ мм}$

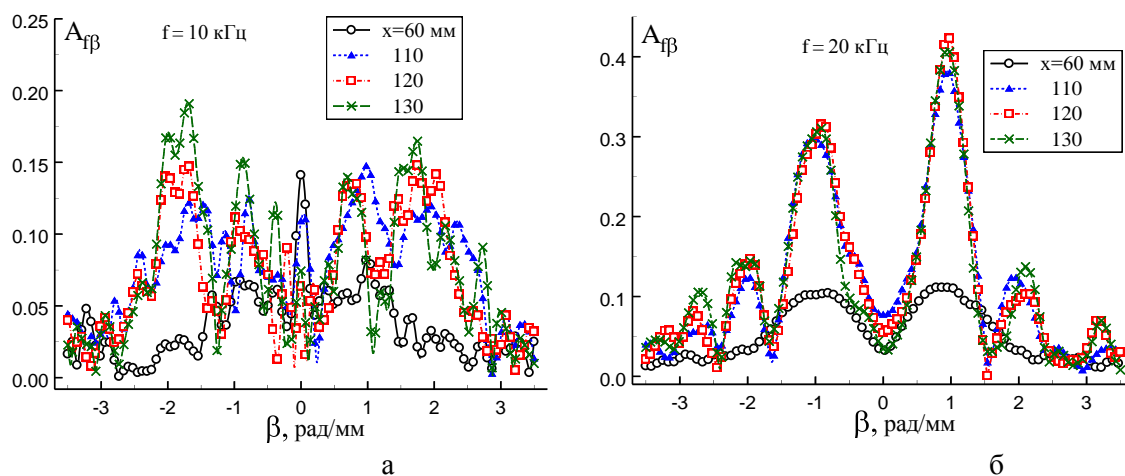


Рис. 14. Амплитудные спектры по β : а – для частоты 10 кГц; б – для частоты 20 кГц

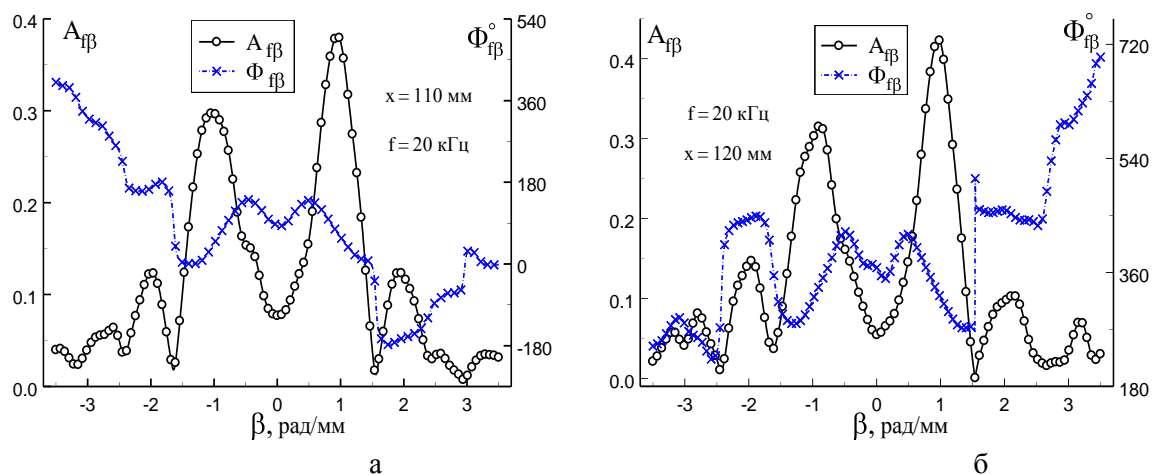


Рис. 15. Амплитудный и фазовый спектры по β для частоты 20 кГц: а – при $x = 110$ мм; б – при $x = 120$ мм

нонаклонные волны по-прежнему возбуждаются на линии разряда.

Заключение

Выполнены экспериментальные исследования развития контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине при разной величине модуляции поперечного течения.

Экспериментально получено, что характер развития волнового поезда существенно зависит от высоты шероховатостей, а также от периода их расположения.

Результаты показывают, что пакет волн Толлмина – Шлихтинга на частоте $f = 20$ кГц качественно имеет одинаковый характер развития для гладкой и шероховатой поверхностей. В то же время поперечная модуляция среднего течения приводит к возбуждению сильнонаклонных волн ($|\beta| > 1,7$ рад/мм) на этой частоте. Фазовые спектры указывают на то, что возбуждение этих волн происходит в центре волнового пакета.

Обнаружено, что модуляция среднего течения может приводить к стабилизации развития нестационарных возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине.

Список литературы

1. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980. 144 с.

2. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука, 1987. 282 с.

3. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука. Сиб. предприятие РАН, 1999. 328 с.

4. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.

5. Laufer J., Vrebalovich T. Stability and Transition of a Laminar Boundary Layer on an Insulated Flat Plate // J. Fluid Mech. 1960. Vol. 9. P. 257–299.

6. Kendall J. M. Wind Tunnel Experiments Relating to Supersonic and Hypersonic Boundary-Layer Transition // AIAA J. 1975. Vol. 13. No. 3. P. 290–299.

7. Kosinov A. D., Maslov A. A., Shevelkov S. G. Experiments on the Stability of Supersonic Laminar Boundary Layers // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 219. P. 621–633.

8. Гапонов С. А., Масленникова И. И. Субгармоническая неустойчивость сверхзвукового пограничного слоя // Теплофизика и аэромеханика. 1997. Т. 4, № 1. С. 10–17.

9. Kosinov A. D., Tumin A. Resonance Interaction of Wave Trains in Supersonic Boundary Layer // Nonlinear Instability and Transition in Three-Dimensional Boundary Layers / Eds. P. W. Duck, P. Hall. Kluwer: Academic Publishers, 1996. P. 379–388.

10. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В., Шевельков С. Г. Эксперименталь-

ное исследование нелинейных волновых процессов в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине // Математическое моделирование, аэродинамика и физическая газодинамика / Под ред. В. М. Фомина. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1995. С. 97–106.

11. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. Экспериментальное исследование нелинейного развития волн неустойчивости на плоской пластине при числе Маха $M = 3$ // ПМТФ. 1997. № 2. С. 107–114.

12. Kosinov A. D., Yermolaev Yu. G., Semionov N. V., Tagaev S. N. Mean Flow Distortion Effect on the Nonlinear Wave Interaction at the Transition in Supersonic Boundary Layer // Abstracts of XIII International Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 2008. Pt. 1. P. 168–169.

13. Mayer C., Fasel H. F. Investigation of Asymmetric Subharmonic Resonance in a Supersonic Boundary Layer at Mach 2 Using DNS // AIAA Paper. 2008. № 2008-0591.

14. Saric W. S., Reed H. L. Supersonic Laminar Flow Control on Swept Wings Using Distributed Roughness // AIAA Paper. 2002. № 2002-0147. 10 p.

15. Семенов Н. В., Косинов А. Д. Метод управления ламинарно-турбулентным переходом сверхзвукового пограничного слоя на скользящем крыле // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 3. С. 353–357.

16. Kosinov A. D., Semionov N. V., Yermolaev Yu. G. Disturbances in test section of T-325 supersonic wind tunnel ITAM SB RAS. Novosibirsk, 1999. (Препр./ Ин-т теорет. и прикл. механики СО РАН; № 6-99).

17. Mayer C. S. J., Wernz S., Fasel H. F. Investigation of Oblique Breakdown in a Supersonic Boundary Layer at Mach 2 Using DNS // AIAA Paper. 2007. № 2007-0949.

18. Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д., Семенов Н. В. Характерные особенности слабонелинейного взаимодействия волн неустойчивости в сверхзвуковом пограничном слое // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Серия: Физика. 2008. Т. 3, вып. 3. С. 3–13.

Материал поступил в редколлегию 29.01.2010

A. V. Panina, A. D. Kosinov, Yu. G. Yermolaev, N. V. Semionov

INVESTIGATION OF INFLUENCE OF SPANWISE FLOW NONUNIFORMITY ON CONTROLLED DISTURBANCES EVOLUTION IN SUPERSONIC BOUNDARY LAYER

Results of experimental study of influence of spanwise flow nonuniformity on the wave train evolution in supersonic boundary layer at Mach number $M = 2$ are presented. Spanwise modulation of mean flow in a boundary layer was created by means of labels from scotch tape by thickness of 60 and 110 microns. Downstream evolution of controlled disturbances was investigated. The wave characteristics of traveling disturbances were obtained. It was found that the wave trains development depends from size and location of the roughness. It is shown that the wave packet evolution qualitatively has the similar development in both cases as for the smooth surfaces. At the same time, the spanwise modulation of the mean flow leads to the fundamental wave excitation with high inclination angle. The phase spectra indicate that excitation of these waves takes place in the center of the wave packet. It was shown, that mean flow modulation can lead to stabilization of disturbance development in supersonic boundary layer on a flat plate.

Keywords: supersonic boundary layer, instability, wave train, nonlinearity, laminar-turbulent transition