

УДК 532.526

DOI: 10.15372/PMTF202215232

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ КОНТРОЛИРУЕМЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПРОДОЛЬНОМ ВИХРЕ, ПОРОЖДЕННОМ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ ПРИ ЧИСЛЕ МАХА $M = 2$

А. Д. Косинов, М. В. Питеримова, А. В. Шмакова,
Н. В. Семенов, Ю. Г. Ермолаев

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,
Новосибирск, Россия

E-mails: kosinov@itam.nsc.ru, piterimova@itam.nsc.ru, avpanina@itam.nsc.ru,
semion@itam.nsc.ru, yermol@itam.nsc.ru

С использованием результатов экспериментальных исследований проведено сравнение пространственно-временных распределений амплитуды контролируемых пульсаций в линейной и слабонелинейной фазах развития волнового поезда в однородном и неоднородном пограничных слоях на плоской пластине при числе Маха $M = 2$. (Неоднородность течения вызвана продольным стационарным возмущением, порожденным парой слабых ударных волн. Контролируемые возмущения генерировались локально с поверхности при фиксированной мощности высокочастотного тлеющего разряда внутри модели.) Установлено, что неоднородность течения изменяет механизм взаимодействия субгармонических возмущений. Показано, что в центре волнового поезда наблюдается нарушение пространственного синхронизма пульсаций субгармонической частоты.

Ключевые слова: сверхзвуковое течение, плоская пластина, пограничный слой, слабые ударные волны, контролируемые возмущения

Введение. Исследования доминирующих мод неустойчивости и механизмов их взаимодействия в пограничных слоях необходимы для теоретического предсказания положения области ламинарно-турбулентного перехода (ЛТП) [1]. В этом направлении для однородных пристенных течений получены численные и экспериментальные результаты, основанные на волновом подходе, который используется в теории гидродинамической устойчивости. Этот подход требует экспериментального определения волновых характеристик неустойчивых возмущений в контролируемых условиях, что технически трудно выполнимо, особенно при сверхзвуковых скоростях потока. Задача существенно усложняется, если в пограничном слое течение становится трехмерным или имеются области неоднородного течения, которые могут существенно изменить механизмы взаимодействия неустойчивых возмущений, а определение волновых характеристик этих возмущений не вполне оправданно [2]. В качестве примеров неоднородных течений в пограничном слое можно назвать отрыв [3], затопленные струи или обтекание различного вида препятствий на поверхности [4], а также ее неровностей [5, 6].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (код проекта 22-19-00666, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00666>). Эксперименты проведены с использованием оборудования центра коллективного пользования “Механика” Института теоретической и прикладной механики СО РАН.

© Косинов А. Д., Питеримова М. В., Шмакова А. В., Семенов Н. В., Ермолаев Ю. Г., 2023

Особым случаем реализации неоднородного течения в сверхзвуковом пограничном слое является порождение продольных стационарных возмущений слабыми ударными волнами (УВ) при их воздействии на переднюю кромку модели [7, 8]. При этом возникает консервативное продольное возмущение, которое практически не расширяется в поперечном направлении вниз по потоку и в окрестности которого наблюдаются высокоинтенсивные пульсации массового расхода со среднеквадратичной амплитудой, превышающей 20 %. Было установлено, что для различных течений данный эффект проявляется различным образом и в случае сверхзвукового пограничного слоя может формировать особый тип ЛТП [9, 10].

ЛТП в пограничном слое на плоской пластине является наиболее простым для теоретического и экспериментального исследования типом течения при сверхзвуковых скоростях даже при наличии продольных вихрей. Введение в поток продольных вихрей способно затягивать ЛТП, как правило, при определенном уровне турбулентности внешнего потока, что обычно происходит при дозвуковых скоростях [11]. При сверхзвуковой скорости стационарные продольные возмущения в пограничном слое на гладкой поверхности формируются на передней кромке при воздействии на них боковых фронтов слабых УВ. Например, в [12] численно установлено, что стационарное возмущение, генерируемое передним фронтом N -волны, приводит к смещению начала области ЛТП вверх по потоку, в то время как возмущение от заднего фронта N -волны не оказывает влияния на положение начала области перехода.

Известно, что введение в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых возмущений позволяет сравнить экспериментальные данные с результатами теоретических исследований механизмов взаимодействия неустойчивых волн, поэтому использование данного метода более предпочтительно при исследовании только естественных возмущений [2]. В работе [13] впервые выполнены сравнительные экспериментальные исследования развития волнового поезда в однородном и неоднородном сверхзвуковом пограничных слоях на плоской пластине. Такой подход позволил определить доминирующий на слабонелинейной стадии ЛТП механизм взаимодействия пульсаций в периодически модулированном сверхзвуковом пограничном слое. Результаты экспериментов показывают, что в случаях гладкой пластины и с выбранной периодической шероховатостью поверхности характер развития пакета волн Толлмина — Шлихтинга один и тот же. Установлено, что модуляция среднего течения может приводить к стабилизации развития контролируемых возмущений в сверхзвуковом пограничном слое на плоской пластине. Заметим, что в [13] не даны оценки амплитуды модуляции течения в трансверсальном направлении.

В настоящей работе исследуются механизмы ЛТП при наличии в пограничных слоях продольных вихрей, которые генерируются слабыми УВ. С этой целью проводится сравнение пространственно-временных распределений характеристик пульсаций в линейной и слабонелинейной фазах развития волнового поезда в однородном и неоднородном пограничных слоях при фиксированной мощности локального источника возмущений.

1. Постановка и методика проведения экспериментов. Эксперименты проводились в сверхзвуковой малошумной аэродинамической трубе Т-325 Института теоретической и прикладной механики СО РАН при числе Маха $M = 2$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 = U/\nu = (8,17 \pm 0,03) \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$.

Измерения средних и пульсационных характеристик потока выполнялись с помощью термоанемометра постоянного сопротивления. Использовались датчики с вольфрамовой нитью диаметром 10 мкм и длиной $(1,6 \pm 0,1)$ мм. С помощью координатного устройства датчик термоанемометра перемещался в трех направлениях: вдоль потока (ось x), поперек набегающего потока (ось z) и по вертикали (ось y). Шаг перемещения датчика по осям x , z составлял 0,05 и 0,10 мм соответственно, а по оси y — 0,01 мм. Перегрев

нити датчика задавался приблизительно равным 0,8, что обеспечивало основной вклад в измеряемый сигнал пульсаций массового расхода [14]. Регистрация параметров потока в рабочей части выполнялась с использованием штатной для трубы Т-325 автоматизированной системы измерения, постоянная составляющая выходного сигнала термоанемометра E измерялась мультиметром Agilent 34401A в режиме, при котором его разрешающая способность равна 5,5 разрядам, а переменная часть кривой напряжения оцифровывалась 12-разрядным аналого-цифровым преобразователем с частотой дискретизации 750 кГц. В каждом положении датчика выполнялось четыре измерения, включая цифровые осциллограммы, содержащие 65 536 точек и синхронизированные с источником контролируемых возмущений.

В качестве модели использовалась плоская стальная пластина с точечным источником контролируемых возмущений [15], конструкция которого аналогична использованной в [16, 17]. Модель устанавливалась под нулевым углом атаки в центральной плоскости рабочей части трубы Т-325. Размеры модели были следующими: толщина 10 мм, длина 450 мм, ширина 200 мм, радиус цилиндрической передней кромки $(0,039 \pm 0,002)$ мм, угол скоса передней кромки $14^\circ 30'$. Данная модель использовалась ранее в экспериментах (см., например, [16, 17]) в условиях острой (радиус притупления 0,01 мм) передней кромки. В настоящей работе радиус передней кромки был увеличен до значения, при котором характеристики устойчивости (и среднего течения) пограничного слоя незначительно отличаются от аналогичных характеристик острой пластины [15]. С учетом результатов [9, 15] это является компромиссным решением, при котором достигается существенная восприимчивость течения к воздействию слабых УВ.

Для введения контролируемых возмущений в пограничный слой использовался высокочастотный тлеющий разряд в камере внутри модели [16, 17]. В пограничный слой возмущения из камеры проникали через отверстие диаметром 0,45 мм в рабочей поверхности пластины. (Координаты отверстия источника: $x = (37,25 \pm 0,25)$ мм, $z = 0$). Для зажигания тлеющего разряда использовалась цепь, состоящая из генератора ГЗ-112/1 в режиме синусоидального сигнала и усилителя мощности с выходным напряжением, амплитуда которого достигала 1000 В. Генератор работал на частоте $f_{\text{ген}} = 9996 \div 9997$ Гц. Поскольку зажигание разряда происходило два раза за период, основная частота локализованного источника возмущений, вводимых в пограничный слой, составляла $2f_{\text{ген}}$. Электрическая мощность источника в данных исследованиях была фиксированной.

Для порождения продольного стационарного возмущения в пограничном слое модели на плоскую боковую стенку рабочей части трубы Т-325 наклеивалась ПВХ-лента прямоугольной формы, с помощью которой в поток вводилась пара слабых УВ. Предполагалось, что при попадании волн на переднюю кромку модели в пограничном слое возникают два вихря (рис. 1). Генератор слабых УВ располагался относительно передней кромки пластины таким образом, чтобы источник контролируемых возмущений находился в следе одного из вихрей. В рассматриваемом случае это должен быть вихрь, порожденный первым фронтом пары слабых УВ, что соответствует расположению наклейки при $x = -146$ мм вверх по потоку от передней кромки модели. Генератор слабых УВ имел следующие размеры: ширину 160 мм, длину $d = 7$ мм, толщину $h = 230$ мкм, что составляло приблизительно 2 % толщины турбулентного пограничного слоя на боковой стенке. Заметим, что в [9] использовалась наклейка толщиной 0,15 мм и длиной 15 мм. В соответствии со схемой эксперимента (см. рис. 1) координаты отсчитывались следующим образом: x — от передней кромки модели в направлении набегающего потока, y — от поверхности модели по нормали, z — перпендикулярно направлению потока ($z = 0$ соответствует центральной линии симметрии модели).

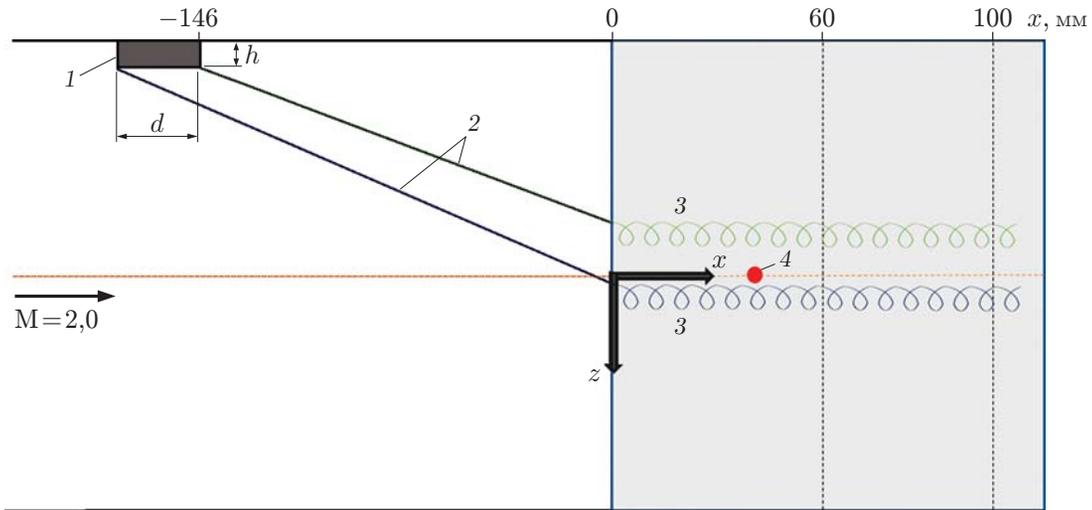


Рис. 1. Схема экспериментов с введением контролируемых возмущений в однородный и неоднородный пограничные слои:

1 — 2D-генератор слабых УВ, 2 — падающие слабые УВ, 3 — стационарные продольные возмущения, порожденные N -волной в пограничном слое модели, 4 — источник контролируемых возмущений; стрелка — направление набегающего потока

Измерения в пограничном слое с продольным вихрем проводились в сечениях $x = 60 \div 100$ мм с шагом 10 мм. Для сравнения результатов с данными, полученными в однородном пограничном слое, наклейка с боковой стенки удалялась, а измерения выполнялись в сечениях $x = 60$ мм и $x = 100$ мм. В данной работе приведены только результаты для этих сечений, одинаковые для обоих случаев.

С целью определения средних и пульсационных характеристик течения в области слабых УВ перед передней кромкой плоской пластины на расстоянии от нее, равном $x = -10$ мм, проводились термоанемометрические измерения по координате z .

2. Методика обработки данных. С использованием экспериментальных данных проведена оценка неоднородности среднего течения и определены его характеристики.

2.1. *Оценка неоднородности среднего течения.* Степень неоднородности среднего течения определяется по относительному изменению распределений среднего массового расхода ρU по координате z . Для этого используется соотношение, связывающее среднее напряжение на выходе термоанемометра и средний массовый расход:

$$E^2 = L + N(\rho U)^n \quad (1)$$

(L, N — размерные калибровочные коэффициенты).

При сверхзвуковой скорости течения условие $N(\rho U)^n \gg L$ может выполняться с большой точностью, что позволяет пренебречь коэффициентом L [17].

Применяя операцию логарифмирования к равенству (1), получаем

$$2 \ln E = \ln N + n \ln (\rho U). \quad (2)$$

Дифференциал от (2) дает следующее выражение:

$$2d(\ln E) = d(\ln N) + n d(\ln (\rho U)).$$

Переходя к конечным разностям, имеем

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{n}{2} \frac{\Delta(\rho U)}{\rho U}.$$

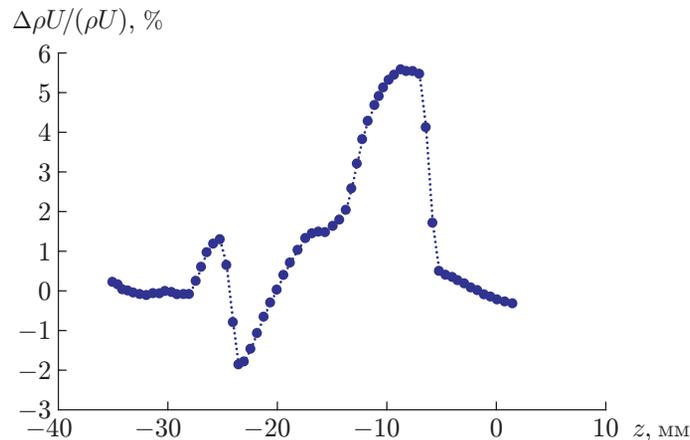


Рис. 2. Зависимость величины дефекта среднего течения от поперечной координаты z в свободном потоке

С учетом $n \approx 0,5$ получаем

$$\frac{\Delta(\rho U)}{\rho U} = 4 \frac{\Delta E}{E}. \quad (3)$$

На рис. 2 приведена зависимость величины дефекта среднего течения, полученного с помощью выражения (3), от поперечной координаты z в свободном потоке. Видно, что в свободном потоке возмущение, вызванное двумерной неровностью на стенке рабочей части, имеет форму N -волны.

Резкое изменение величины дефекта среднего течения в области значений $z = -25 \div -23$ мм обусловлено падающей УВ, распространяющейся от уступа (заднего края) 2D-неровности, а в области $z = -9 \div -7$ мм — УВ, распространяющейся от выступа (переднего края). Удвоенное значение амплитуды N -волны (peak-to-peak) составляет приблизительно 8 %, а размер области, занимаемой ею в трансверсальном направлении, — приблизительно 18 мм.

2.2. Оценка амплитудно-частотных характеристик контролируемых возмущений. Результаты термоанемометрических измерений обрабатывались с помощью программы, написанной в среде программирования LABVIEW.

В экспериментах получены зависимости среднего $E(x, z)$ и пульсационного $e'(x, z, t)$ напряжений выходного сигнала термоанемометра. Безразмерная амплитуда пульсаций массового расхода определялась следующим образом:

$$A(x_i, z_j, t_l) = \frac{e'(x_i, z_j, t_l)}{QE(x_i, z_j)}.$$

Здесь Q — безразмерный параметр, характеризующий чувствительность к пульсациям массового расхода и определяемый с использованием экспериментальных данных о калибровке датчика по формуле [17]

$$Q = \frac{d \ln E}{d \ln(\rho U)}.$$

Поскольку экспериментальные данные записывались в полном виде, без суммирования, с целью уменьшения случайной составляющей естественных возмущений по отношению к контролируемым пульсациям в ходе обработки выполнялось суммирование полученных четырех синхронизированных с источником реализаций.

Основная задача при обработке осциллограмм состояла в определении гармоник контролируемых возмущений. Эти гармоники были получены с помощью дискретного преобразования Фурье

$$\hat{A}(x_i, z_j, f_k) = \frac{\sqrt{2}}{M} \sum_{l=1}^M A(x_i, z_j, t_l) e^{-i(2\pi f_k t_l)},$$

где $\hat{A}(x_i, z_j, f_k)$ — комплексная фурье-компонента возмущений в точке с координатами (x_i, z_j) при частоте $f_k = f_{\text{ген}}k$, $k = 1, 2, 3, \dots, M$ — длина реализации.

Поскольку длительность измеренных сигналов на осциллограммах составляла порядка 83 мс, минимальная ширина гармоник при фурье-преобразовании составляла 11,4 Гц, что является очень узкополосной фильтрацией даже по сравнению с частотой $f_{\text{ген}}$. Поэтому в процессе обработки экспериментальных данных гармоника определялась путем варьирования длины реализации M до достижения максимума амплитуды искомой гармоники $f_k = f_{\text{ген}}k$, что позволяло вычислить частоту с погрешностью $\pm 0,1$ Гц. Для построения распределений амплитуды контролируемых пульсаций определялся модуль фурье-гармоники:

$$A(x_i, z_j, f_k) = |\hat{A}(x_i, z_j, f_k)|,$$

а для построения пространственно-временных изолиний гармоник использовалась реальная часть полученного фурье-образа:

$$A(z_j, t_l) = \cos(2\pi f_k t_l) \text{Re}(\hat{A}(x_i, z_j, f_k)).$$

3. Результаты исследований. В экспериментах диапазон частот вводимых в пограничный слой возмущений составлял (с точностью до целых) $10 \div 70$ кГц с шагом 10 кГц, однако обработанные данные представлены для диапазона частот $10 \div 40$ кГц, так как при частотах 50 кГц и более амплитуда возмущений мала и не увеличивалась вниз по потоку. По условиям экспериментов координата y является фиксированной при измерении вдоль z .

3.1. *Среднее течение в пограничном слое.* На рис. 3 приведены зависимости величины дефекта среднего течения от поперечной координаты z в контрольных сечениях $x = 60$ мм и $x = 100$ мм в случае однородного и неоднородного пограничных слоев.

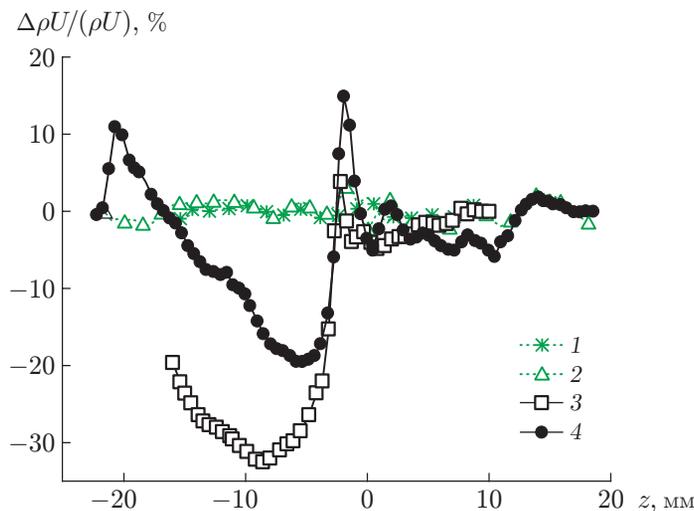


Рис. 3. Зависимости величины дефекта среднего течения от поперечной координаты z , полученные в сечениях $x = 60$ мм (1, 3), $x = 100$ мм (2, 4) в случае однородного (1, 2) и неоднородного (3, 4) пограничных слоев

В случае однородного пограничного слоя величина дефекта течения, возникающего вследствие воздействия на поток контролируемых возмущений, увеличивается вниз по потоку и имеет значение peak-to-peak приблизительно 5,6 % в сечении $x = 100$ мм и 3 % в сечении $x = 60$ мм. Также наблюдается “раздваивание” пика максимальной амплитуды дефекта в области $z = 0$. В случае неоднородного пограничного слоя величина дефекта остается приблизительно такой же, как в начальном сечении, и составляет порядка 35 % значения peak-to-peak. При $z = -2,5$ мм наблюдается влияние УВ, распространяющейся от выступа неровности в виде продольного вихря, положение и поперечный размер которого почти не меняются вниз по потоку. Заметим, что при $x = 100$ мм в распределении фактически учитывается вся область пограничного слоя, возмущенного парой слабых УВ, в том числе участок практически линейного по z изменения величины дефекта среднего массового расхода. В целом это распределение имеет вид N -волны, перевернутой относительно исходной.

Отсутствие точных данных о величине угла наклона фронтов порождаемых слабыми УВ не позволяет реализовать описанную выше постановку эксперимента. Первый фронт УВ достиг пластины на расстоянии $2 \div 3$ мм от центра модели (см. рис. 3). Таким образом, введенный волновой поезд частично развивался практически в однородном течении.

3.2. Амплитуды пульсаций в пограничном слое. На рис. 4 представлены зависимости амплитуд пульсаций от координаты z в контрольных сечениях ($x = 60; 100$ мм) в однородном и неоднородном пограничных слоях для частот $f = 10, 20, 30, 40$ кГц соответственно. Видно, что ширина волнового поезда, определяемая по границе области повышенных значений амплитуды пульсаций в распределениях по z при заданной частоте, в отдельно взятом сечении не всегда одинакова в двух рассматриваемых случаях. Начальная координата $x = 60$ мм для измерения амплитуды контролируемых пульсаций по z выбиралась из условия, что измеряемая в длинах волн протяженность ближнего к источнику поля на частотах возмущений, возникающих вследствие шероховатости стенки, при $f = 10$ кГц составляла не менее одной длины волны. Соответственно, при больших значениях частоты длина волны в области между источником и точкой $x = 60$ мм кратно увеличивается. Протяженность ближнего поля источника обычно ограничивается одной или двумя длинами волн. В рассматриваемой задаче апертура источника значительно меньше (размеры источника являются точечными по сравнению с длинами волн вводимых возмущений даже при максимальной частоте $f = 70$ кГц) и рассматривать ее для оценки протяженности ближней зоны некорректно. Известно также, что в области, находящейся между источником и точкой $x = 60$ мм, амплитуды наклонных волн с частотами 10 и 20 кГц практически не успевают увеличиться, так как их инкременты малы (согласно условиям экспериментов эта область близка к кривой нейтральной устойчивости).

При сравнении распределений при $x = 60$ мм можно интегрально оценить, что восприимчивость однородного и неоднородного пограничных слоев к возмущениям с субгармонической частотой ($f = 10$ кГц) практически одинакова, поскольку распределения амплитуды пульсаций различаются незначительно. Однако к возмущениям с частотой $f = 20$ кГц неоднородный пограничный слой более восприимчив, чем однородный.

На рис. 4, *a* видно, что в центральной части волнового поезда при $x = 100$ мм, $f = 10$ кГц амплитуда возмущений в неоднородном пограничном слое в два раза больше, чем в однородном, несмотря на то что в начальном сечении $x = 60$ мм амплитуды имеют практически одинаковые значения. Следовательно, скорость роста возмущений субгармонической частоты в неоднородном пограничном слое больше скорости роста собственных волн в однородном пограничном слое. Из рис. 4, *b* следует, что для возмущений с частотой $f = 20$ кГц скорость роста собственных волн в однородном и неоднородном пограничных слоях также неодинакова. Аналогичный вывод справедлив для частот $f = 30, 40$ кГц

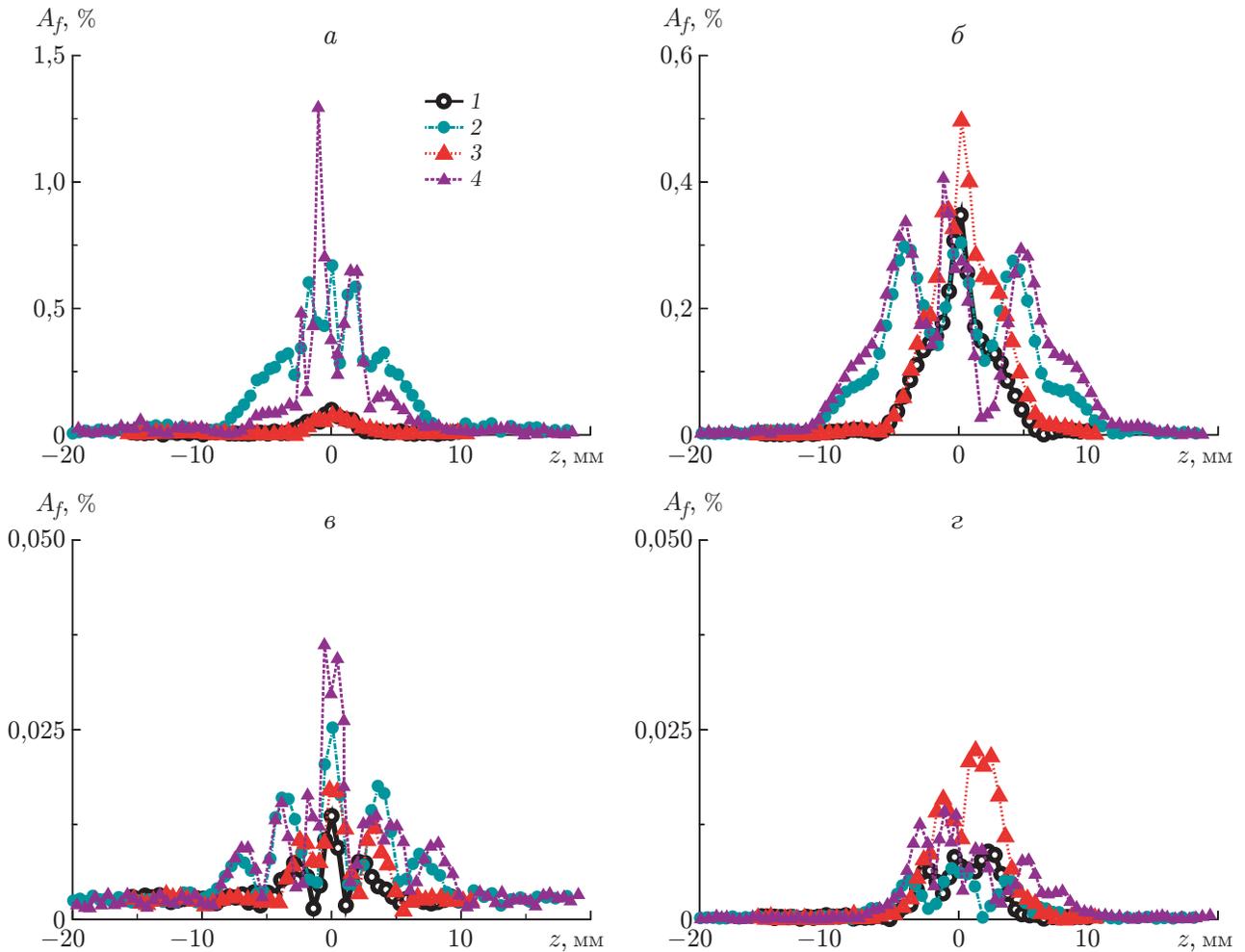


Рис. 4. Зависимости амплитуды пульсаций от координаты z для различных сечений и значений частоты:
 $a - f = 10$ кГц, $б - f = 20$ кГц, $в - f = 30$ кГц, $г - f = 40$ кГц; 1, 2 — однородный пограничный слой, 3, 4 — возмущенный продольным вихрем пограничный слой; 1, 3 — $x = 60$ мм, 2, 4 — $x = 100$ мм

(рис. 4, в и 4, г соответственно). Причем в центральной части волнового поезда возмущения с частотами $f = 10, 30$ кГц нарастают вниз по потоку, а с частотами $f = 20, 40$ кГц затухают. При этом энергия волнового поезда перераспределяется из его центральной части (область вблизи $z = 0$) к границам.

Существенный рост возмущений с частотой $f = 10$ кГц в центральной части волнового поезда может свидетельствовать о субгармоническом механизме взаимодействия, что ожидаемо с учетом результатов, полученных для однородного течения в пограничном слое на плоской пластине [16]. Результаты, полученные при $f = 20$ кГц, показывают, что механизм наклонного перехода [18], который согласно условиям эксперимента также является ожидаемым, проявляется несущественно и, вероятно, уступает механизму субгармонического резонанса.

3.3. Изолинии амплитуды возмущений. В данной работе детальная обработка результатов измерений с оценками волновых спектров [17] и дисперсионных зависимостей контролируемых возмущений [2, 15, 16] не проводится, поскольку течение в поперечном направлении является существенно неоднородным [2]. Вместо этого проводится сравнение данных в физическом пространстве.

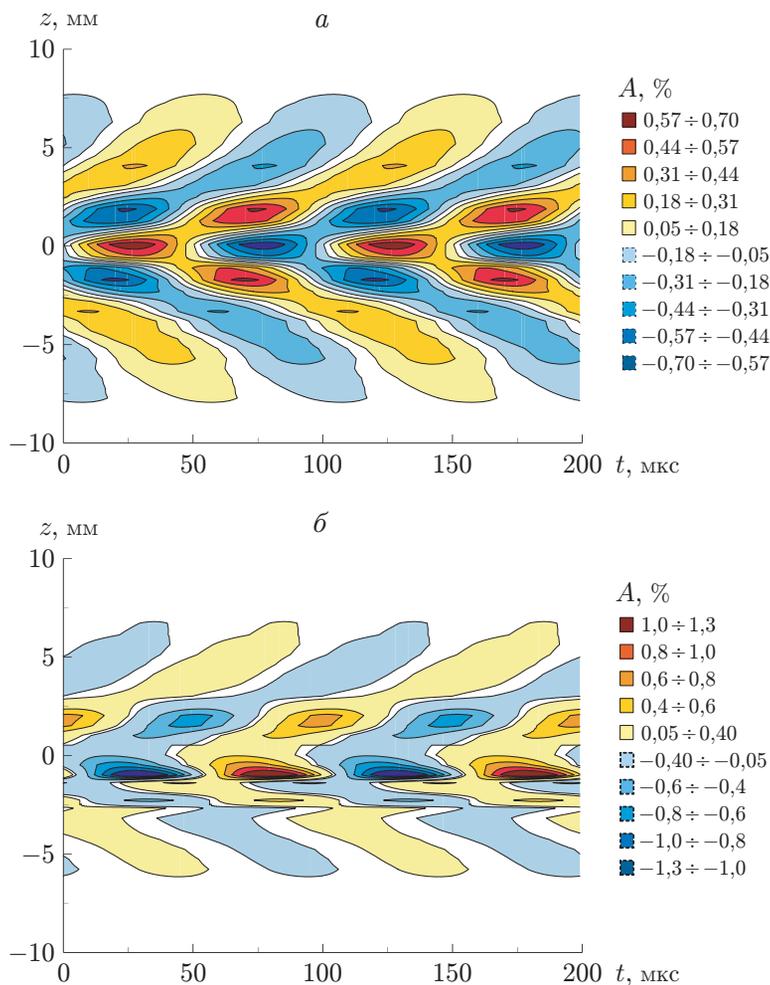


Рис. 5. Изолинии амплитуды возмущений A при $x = 100$ мм, $f = 10$ кГц в поперечном направлении:

a — однородный пограничный слой, b — неоднородный пограничный слой

Представление о развитии гармоник волнового поезда во времени позволяют получить пространственно-временные изолинии амплитуды гармоник в плоскости (z, t) .

На рис. 5, 6 показаны изолинии амплитуды A возмущений субгармонической и основной частот в однородном и неоднородном пограничных слоях в сечении $x = 100$ мм. Представленные результаты позволяют сделать вывод о начале нелинейного взаимодействия контролируемых пульсаций только для субгармонических возмущений в однородном течении (см. рис. 5, a). Как указывалось в подп. 3.2, в случае неоднородного течения увеличение амплитуды субгармонических волн наблюдается в центре волнового поезда, однако из рис. 5, b следует, что это увеличение не сопровождается формированием пакета стоячих волн в центре по трансверсальной координате [16, 18]. Формирование пакета стоячих волн в центре волнового поезда является характерным и необходимым для существования субгармонического механизма и наблюдается в случае однородного течения в центральной области $\Delta z = \pm 2$ мм (см. рис. 5, a). Возникшая неоднородность течения фактически изменяет механизм взаимодействия возмущений: в центре волнового поезда наблюдается нарушение пространственного синхронизма пульсаций субгармонической частоты, что не позволяет сформировать в этой области пакет стоячих волн.

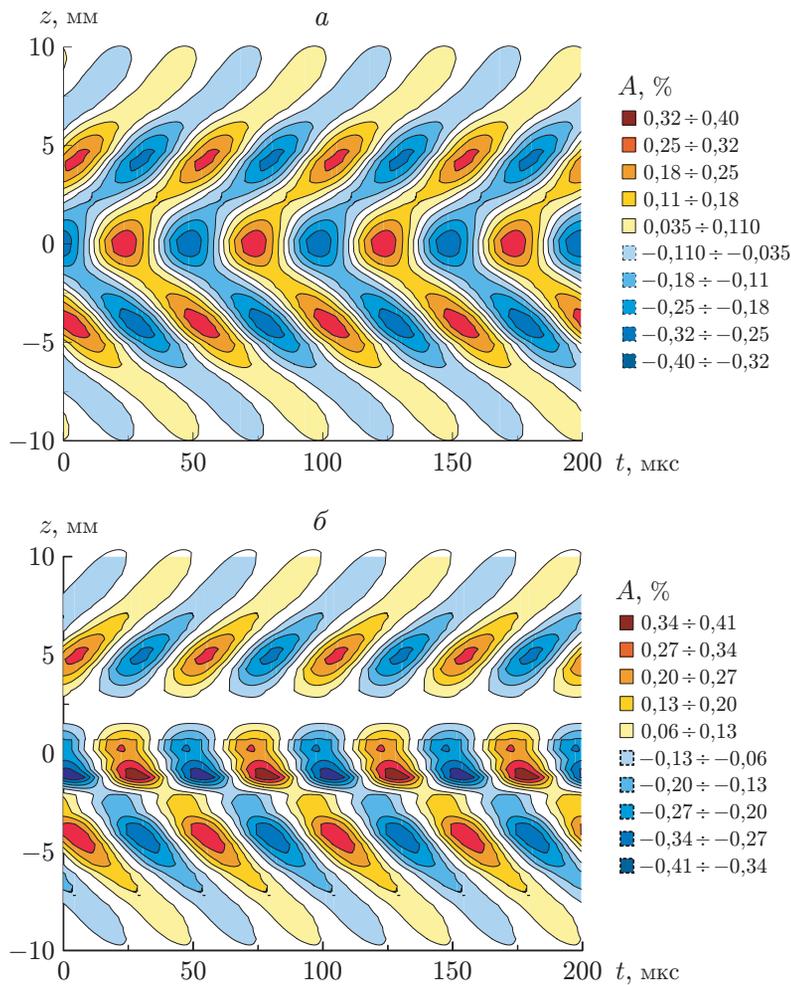


Рис. 6. Изолинии амплитуды возмущений A при $x = 100$ мм, $f = 20$ кГц в поперечном направлении:
 а — однородный пограничный слой, б — неоднородный пограничный слой

Изолинии амплитуды, приведенные для возмущений субгармонической и основной частот, показывают, что в неоднородном пограничном слое волновой поезд не симметричен относительно $z = 0$ и имеет разрывы, а картины для однородного и неоднородного пограничных слоев существенно различаются. В области $z = -2$ мм разрывы изолиний, вероятно, обусловлены положением границы стационарного возмущения, порожденного парой слабых УВ, имеющих разный характер в случаях субгармонической и основной частот. Влияние неоднородности течения на картину изолиний наблюдается даже на некотором расстоянии от области стационарного возмущения. Следует также отметить различное влияние возмущенного течения на начальную форму изолиний для субгармонических и основных возмущений. Таким образом, полученные в эксперименте результаты свидетельствуют о том, что изменения формы распределений среднеквадратичной амплитуды волнового поезда существенны при $x = 90$ мм для субгармонических волн и при $x = 60$ мм для возмущений основной частоты, что, по-видимому, обусловлено большей шириной по оси z волнового поезда даже в начальном (из измеренных) сечении.

Заключение. В работе впервые экспериментально исследована эволюция контролируемых возмущений в пограничном слое на плоской пластине под воздействием пары слабых УВ при числе Маха $M = 2$.

Проведен сравнительный анализ пространственно-временных распределений характеристик пульсаций в линейной и слабонелинейной фазах развития волнового поезда в однородном и неоднородном пограничных слоях при фиксированной мощности локального источника возмущений.

Диапазон частот вводимых в пограничный слой пульсаций составлял $10 \div 70$ кГц с шагом 10 кГц. Амплитуда возмущений с частотой 50 кГц и более мала, и возмущения не нарастали вниз по потоку.

Установлено, что область стационарной неоднородности течения включает весь пограничный слой, возмущенный парой слабых УВ, и имеет вид N -волны, но большей амплитуды и инвертированной по отношению к падающей волне.

Существенное увеличение амплитуды возмущений с частотой 10 кГц в центральной области волнового поезда в случае неоднородного течения может свидетельствовать о субгармоническом механизме взаимодействия. Однако результаты работы позволяют сделать вывод о начале субгармонического взаимодействия контролируемых пульсаций только в случае однородного течения. Возникшая неоднородность течения изменяет механизм взаимодействия субгармонических возмущений: наблюдается нарушение пространственного синхронизма пульсаций субгармонической частоты в центре волнового поезда.

Следует отметить необходимость получения точных данных о величине углов наклона фронтов порождаемых слабых УВ, что позволит реализовать в полной мере описанную выше постановку эксперимента. Первый фронт УВ достигает модели не в ее центре, поэтому введенный волновой поезд частично развивался практически в однородном течении. Тем не менее полученные результаты позволили зафиксировать изменение характера взаимодействия возмущений в волновом поезде по сравнению со случаем однородного течения.

Необходимо проведение дополнительных экспериментов для корректировки положения стационарного возмущения относительно источника контролируемых пульсаций, что позволит продолжить исследование механизмов ламинарно-турбулентного перехода в сверхзвуковых пограничных слоях в условиях продольных стационарных возмущений, генерируемых слабыми УВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Бойко А. В., Кириловский С. В., Маслов А. А., Поплавская Т. В.** Инженерное моделирование ламинарно-турбулентного перехода: достижения и проблемы (обзор) // ПМТФ. 2015. Т. 56, № 5. С. 30–49. DOI: 10.15372/PMTF20150503.
2. **Жигулев В. Н.** Возникновение турбулентности / В. Н. Жигулев, А. М. Тумин. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.
3. **Бойко А. В., Довгаль А. В., Козлов В. В., Сорокин А. М.** Устойчивость пространственно-периодических и модулированных во времени локальных отрывных течений // ПМТФ. 2021. Т. 62, № 3. С. 25–37. DOI: 10.15372/PMTF202110303.
4. **Евтушок Г. Ю., Бойко А. В., Яковенко С. Н.** Развитие алгоритма моделирования стратифицированных потоков при наличии препятствий и его верификация для течения с вертикальным барьером // ПМТФ. 2019. Т. 60, № 6. С. 81–89. DOI: 10.15372/PMTF20190609.
5. **Crouch J. D., Kosorygin V. S., Sutanto M. I., Miller G. D.** Characterizing surface-gap effects on boundary-layer transition dominated by Tollmien — Schlichting instability // Flow. 2022. V. 2. E8. DOI: 10.1017/fo.2022.1.
6. **Crouch J. D., Kosorygin V. S.** Surface step effects on boundary-layer transition dominated by Tollmien — Schlichting instability // AIAA J. 2020. V. 58, N 7. P. 2943–2950. DOI: 10.2514/1.J058518.

7. **Егоров И. В., Зыонг Н. Х., Нгуен Н. К., Пальчечковская Н. В.** Численное моделирование влияния волны Маха на ламинарно-турбулентный переход в сверхзвуковом пограничном слое // Докл. РАН. Физика, техн. науки. 2022. Т. 504, № 1. С. 36–40.
8. **Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Косинов А. Д. и др.** Экспериментальное исследование структуры течения и перехода в пограничном слое треугольного крыла с затупленными передними кромками при числах Маха 2, 2,5 и 4 // Тр. Моск. физ.-техн. ин-та. 2013. Т. 5, № 3. С. 164–173.
9. **Ваганов А. В., Ермолаев Ю. Г., Колосов Г. Л. и др.** К воздействию падающей волны Маха на сверхзвуковой пограничный слой // Теплофизика и аэромеханика. 2016. Т. 23, № 1. С. 45–50.
10. **Егоров И. В., Динь К. Х., Нгуен Н. К., Пальчечковская Н. В.** Численное моделирование взаимодействия волны Маха и сверхзвукового пограничного слоя на плоской пластине с острой передней кромкой // Учен. зап. Центр. аэрогидродинам. ин-та. 2021. Т. 52, № 3. С. 18–28.
11. **Boiko A. V.** The origin of turbulence in near-wall flows / A. V. Boiko, G. R. Grek, A. V. Dovgal, V. V. Kozlov. Berlin: Springer-Verlag, 2002.
12. **Din Q. H., Egorov I. V., Fedorov A. V.** Mach wave effect on laminar-turbulent transition in supersonic flow over a flat plate // Fluid Dynam. 2018. V. 53, N 5. P. 690–701.
13. **Панина А. В., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г., Семенов Н. В.** Исследование влияния поперечной неоднородности течения на развитие волнового пакета в сверхзвуковом пограничном слое // Вестн. Новосиб. гос. ун-та. Сер. Физика. 2010. Т. 5, № 2. С. 17–27.
14. **Лебига В. А.** Вопросы измерения характеристик турбулентности сжимаемых течений // Методы и техника аэрофизических исследований. Новосибирск: Ин-т теорет. и прикл. механики СО АН СССР, 1978. С. 44–56.
15. **Косинов А. Д., Маслов А. А., Шевельков С. Г.** Экспериментальное исследование влияния притупления передней кромки плоской пластины на развитие трехмерных волн в сверхзвуковом пограничном слое // ПМТФ. 1987. № 2. С. 53–56.
16. **Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevel'kov S. G., Zinin O. I.** Experiments on the nonlinear instability of supersonic boundary layers // Nonlinear instability of nonparallel flows: Proc. of the IUTAM symp., Potsdam (USA), July 23–31, 1993 / Ed. by S. P. Lin, W. R. C. Phillips, D. T. Valentine. Berlin; Heidelberg: Springer, 1994. P. 196–205. DOI: 10.1007/978-3-642-85084-4_17.
17. **Панина А. В., Косинов А. Д., Ермолаев Ю. Г. и др.** Экспериментальное исследование средних и пульсационных характеристик 2D/3D сверхзвукового пограничного слоя за плоскими одиночными шероховатостями // Теплофизика и аэромеханика. 2014. Т. 21, № 1. С. 3–13.
18. **Mayer C. S. J., Wernz S., Fasel H. F.** Numerical investigation of the nonlinear transition regime in a Mach 2 boundary layer // J. Fluid Mech. 2011. V. 668. P. 113–149.

*Поступила в редакцию 23/XI 2022 г.,
после доработки — 17/II 2023 г.
Принята к публикации 27/II 2023 г.*