

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНЫ ТОЛЛМИНА — ШЛИХТИНГА С ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ТЕЧЕНИЯ

М. В. Устинов

Центральный аэрогидродинамический институт, 140160 Жуковский

Методом параболических уравнений устойчивости исследован ламинарно-турбулентный переход в пограничном слое со стационарной неоднородностью скорости, сосредоточенной в узкой полосе. Получена зависимость положения перехода от величины и знака дефекта скорости. Показано, что при малой амплитуде неоднородности она влияет только на заключительную нелинейную стадию развития возмущений. Положение перехода при этом не зависит от знака дефекта скорости. При умеренной амплитуде неоднородность с пониженной скоростью значительно сильнее смещает положение перехода, чем аналогичная по форме и амплитуде неоднородность с повышенной скоростью. Это вызвано усилением неустойчивых возмущений в зоне пониженной скорости и, наоборот, их ослаблением в полосе повышенной скорости. Показано, что эффект усиления возмущений в зоне пониженной скорости не связан с перегибной неустойчивостью. Предлагается другое объяснение этого явления.

В настоящее время установлено, что в процессе ламинарно-турбулентного перехода существенную роль играют стационарные возмущения в виде отдельных или периодически расположенных полос с повышенной или пониженной скоростью течения. Эти возмущения проникают в пограничный слой из внешнего потока или возникают из-за неровности обтекаемой поверхности. В [1] показано, что они могут усиливаться по алгебраическому закону и достигать значительной амплитуды. Однако стационарная неоднородность течения сама по себе не приводит к переходу, а только создает предпосылки для более быстрого роста нестационарных возмущений, усиление которых турбулизует течение. Поэтому исследование возможных механизмов неустойчивости течения с локализованной или периодической неоднородностью скорости является актуальной задачей [2–5].

В теоретических работах [2, 3] изучалась устойчивость пограничного слоя с периодически расположенными продольными вихрями и найдены два типа неустойчивых мод. Моды первого типа аналогичны волнам Толлмина — Шлихтинга и являются наиболее быстрорастущими при малой амплитуде неоднородности. При большой амплитуде неоднородности возникают быстрорастущие моды второго типа, имеющие высокую частоту и связанные с невязкой неустойчивостью. Эксперименты [4, 5] в целом подтверждают выводы теории [2, 3].

В условиях эксперимента при повышенной степени турбулентности набегающего потока, в отличие от [2–5], наблюдаются не периодические, а локализованные в направлении размаха неоднородности. В данной работе методом параболических уравнений устойчивости решается задача о взаимодействии волны неустойчивости с такой неоднородностью, причем исследуется как линейное, так и нелинейное развитие возмущений.

1. Постановка задачи. Рассмотрим обтекание плоской пластины потоком вязкой несжимаемой жидкости с кинематическим коэффициентом вязкости ν . На достаточно большом (для выполнения приближения пограничного слоя) расстоянии от передней кромки имеется локальная область поверхности пластины, через которую осуществляются вдув или отсос жидкости. За этой областью формируется полоса с пониженной или повышенной

скоростью течения в пограничном слое. Исследуем устойчивость такого течения на достаточно большом расстоянии вниз по потоку от области вдува или отсоса. Предположим, что неустойчивые возмущения в таком течении, как и в пограничном слое на плоской пластине, периодические по времени и близки к периодическим в направлении потока. Тогда с достаточной точностью можно считать, что развитие возмущений описывается уравнениями параболического типа [6] и задания начальных условий на некотором расстоянии L от передней кромки достаточно для нахождения решения вниз по потоку.

Для описания течения введем декартову систему координат с началом на передней кромке пластины и осями x, y, z , направленными по потоку, параллельно передней кромке пластины и по нормали к ее поверхности. В качестве масштабов для координат и скорости выберем характерную толщину пограничного слоя в месте задания начальных условий $\delta = \sqrt{\nu L/u_\infty}$ и скорость набегающего потока u_∞ . Во введенных единицах длины месту задания начальных условий соответствует безразмерная координата $x = \sqrt{u_\infty L/\nu} = R$. С целью задания начальных условий для стационарной неоднородности течения рассмотрим задачу о течении жидкости в окрестности области вдува или отсоса, причем ограничимся линейной задачей для малой скорости вдува или отсоса. Для создания уединенной полосы с повышенной или пониженной скоростью вдув или отсос должны быть сосредоточены в ограниченной по y области. Однако метод параболических уравнений устойчивости, применяемый в дальнейшем, требует периодических начальных условий, представимых в виде ряда Фурье по y . Ввиду линейности задачи распределение вдува или отсоса также должно иметь вид ряда Фурье. Поэтому для описания формы распределения вдува или отсоса была выбрана функция

$$g(y) = (1 - q) \sum_{n=1}^N q^{n-1} \cos n\beta y,$$

которая при q , незначительно меньшем единицы, и при достаточно большом числе гармоник N на большей части периода относительно мала (порядка $(1 - q)/2$) и имеет узкий максимум порядка единицы в окрестности $y = 0$. Ширина этого максимума $\tau = \sqrt{2(1 - q)}/\pi\beta$ мала по сравнению с периодом $T = 2\pi/\beta$. При такой форме распределения каждая зона вдува или отсоса, расположенная в районе максимумов при $y = 0, \pm\pi/\beta, \pm 2\pi/\beta \dots$, не оказывает влияния на соседнюю и в этом смысле создает изолированную неоднородность скорости. В качестве распределения вдува или отсоса по x выберем гауссову функцию, т. е. зададим распределение вертикальной скорости на поверхности пластины вида

$$w(x, y, 0) = \varepsilon \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{\Delta^2}\right) g(y). \quad (1.1)$$

Здесь $\varepsilon \ll 1$ — амплитуда; x_0 и Δ — положение центра области вдува или отсоса и ее характерная ширина. Для простоты течение в пограничном слое вблизи области вдува или отсоса будем считать плоскопараллельным с профилем скорости $U_0(z)$, соответствующим месту задания начальных условий. Тогда стационарные возмущения скорости $\varepsilon \mathbf{V}_{p0}$, порождаемые вдувом или отсосом, определяются методом преобразования Фурье [7] и имеют вид

$$\mathbf{V}_{p0} = \{u_{p0}, v_{p0}, w_{p0}\} = \sum_{n=1}^N \mathbf{v}_{pn}, \quad \mathbf{v}_{pn} = \{u_{0n} \cos n\beta y, v_{0n} \sin n\beta y, w_{0n} \cos n\beta y\}, \quad (1.2)$$

$$\begin{Bmatrix} u_{0n} \\ v_{0n} \\ w_{0n} \end{Bmatrix} (x, z) = (1 - q) q^{n-1} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k) \begin{Bmatrix} \hat{u}_n \\ \hat{v}_n \\ \hat{w}_n \end{Bmatrix} (k, z) e^{ik(x-x_0)} dk,$$

где $F(k) = (\Delta/\sqrt{4\pi}) \exp(-\Delta^2 k^2/4)$ — преобразование Фурье от распределения Гаусса; \hat{u}_n , \hat{v}_n , \hat{w}_n находятся из решения краевой задачи

$$\begin{aligned} ikU_0(\hat{w}_n'' - \gamma^2 \hat{w}_n) - ikU_0'' \hat{w}_n &= \frac{1}{R}(\hat{w}_n^{IV} - 2\gamma^2 \hat{w}_n'' + \gamma^4 \hat{w}_n), \\ ikU_0 \hat{\eta} - n\beta U_0' \hat{w}_n &= \frac{1}{R}(\hat{\eta}'' - \gamma^2 \hat{\eta}), \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\hat{w}_n(0) = 1, \quad \hat{w}_n'(0) = \hat{w}_n(\infty) = \hat{w}_n'(\infty) = \hat{\eta}(0) = \hat{\eta}(\infty) = 0, \quad \gamma^2 = k^2 + (n\beta)^2$$

по формулам

$$\hat{u}_n = (ik\hat{w}_n' - n\beta\hat{\eta})/\gamma^2, \quad \hat{v}_n = (ik\hat{\eta} - n\beta\hat{w}_n')/\gamma^2.$$

Здесь и далее штрих обозначает производную по z . Решение (1.2) при $x = R$, полученное для области вдува или отсоса, расположенной на расстоянии нескольких характерных длин Δ впереди начального сечения, будем использовать в качестве начальных условий для стационарных возмущений скорости. Начальные условия для периодических по времени неустойчивых возмущений зададим в виде плоской волны неустойчивости в плоскопараллельном пограничном слое Блазиуса. Таким образом, поле скоростей в окрестности начального сечения зададим в виде

$$\mathbf{V}(x, y, z) = \mathbf{V}_0 + \sum_{n=1}^N \mathbf{V}_{0n} + \mathbf{V}_{10}(z) e^{i(\alpha x - \omega t)}, \quad (1.4)$$

где $\mathbf{V}_0 = \{U_0(z), 0, W_0(z)\}$ соответствует пограничному слою Блазиуса; \mathbf{V}_{0n} находятся из (1.2); $\mathbf{V}_{10}(z)$ — профиль пульсаций скорости в волне Толлмина — Шлихтинга.

2. Численный метод. Для описания развития течения и неустойчивых возмущений используем метод параболических уравнений устойчивости, подробно изложенный в [6]. Следуя [6], представим поле скоростей в виде суперпозиции течения в пограничном слое Блазиуса \mathbf{V}_0 и необязательно малых возмущений \mathbf{V}_p :

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0(x, z) + \mathbf{V}_p(x, y, z, t). \quad (2.1)$$

Возмущения скорости считаем периодическими по y и t и запишем в виде

$$\mathbf{V}_p = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M \left(\mathbf{V}_{mn}(x, z) e^{im(\alpha(x) - \omega t)} + \text{к. с.} \right), \quad (2.2)$$

$$\mathbf{V}_{mn} = \{u_{mn}(x, z) \cos n\beta y, v_{mn}(x, z) \sin n\beta y, w_{mn}(x, z) \cos n\beta y\},$$

причем амплитуды \mathbf{V}_{mn} и волновое число α предполагаются медленно меняющимися функциями x . Характерный масштаб, на котором \mathbf{V}_{mn} и α меняются на свою величину, предполагается порядка R .

Для получения уравнений для амплитуд скорости \mathbf{V}_{mn} (2.1), (2.2) и аналогичное представление для давления подставляются в уравнения Навье — Стокса. Полученная система уравнений параболизуется путем исключения давления и отбрасывания членов порядка $1/R^2$, среди которых оказываются слагаемые, содержащие вторые производные амплитуд и волнового числа по x . В результате задача сводится к системе уравнений параболического типа для амплитуд отдельных гармоник:

$$\begin{aligned} \hat{L}_{mn}^0 \frac{\partial \mathbf{V}_{mn}}{\partial x} + \hat{L}_{mn}^1 \mathbf{V}_{mn} + \frac{d\alpha}{dx} \hat{L}_{mn}^2 \mathbf{V}_{mn} &= N_{mn}(\mathbf{V}_p), \\ \mathbf{V}_{mn}(0) = \mathbf{V}_{mn}(\infty) &= 0, \quad m = 0, \dots, M; \quad n = 0, \dots, N. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Здесь $\hat{L}_{mn}^0, \hat{L}_{mn}^1, \hat{L}_{mn}^2$ — линейные дифференциальные операторы, включающие производные только по z , правые части N_{mn} содержат нелинейные члены, учитывающие вклад остальных гармоник. Выражения для операторов $\hat{L}_{mn}^0, \hat{L}_{mn}^1, \hat{L}_{mn}^2$ для двумерных возмущений приведены в [6], а для трехмерных — в [8].

Начальные условия для амплитуд гармоник \mathbf{V}_{0n} ($n = 1, \dots, N$) и \mathbf{V}_{10} , определяющих стационарную неоднородность и плоскую волну неустойчивости, обсуждались в п. 1, начальные амплитуды остальных гармоник задавались нулевыми.

Уравнения (2.3) решались численно маршевым методом. Для аппроксимации (2.3) по x применялась неявная схема второго порядка с итерациями. Зависимость волнового числа α от x находилась в процессе решения из условия наиболее медленного изменения аргументов амплитуд гармоник. Дискретизация (2.3) по z производилась методом коллокаций. В качестве базисных функций использовались $F_l = z \exp(-z/2)L_l^{(0)}(z)$, $l = 0, 1, \dots, Q-1$ ($L_l^{(0)}(z)$ — полиномы Лаггера). За узлы коллокаций принимались нули полинома $L_Q^{(0)}(z)$. Число узлов Q во всех расчетах было равно 41. Описанный метод коллокаций применялся также для решений краевой задачи (1.3) и задачи на собственные значения для уравнения Орра — Зоммерфельда, необходимых для задания начальных условий для (2.3).

3. Результаты расчетов. В качестве начального сечения выберем $x = R = 800$ и ограничимся изучением взаимодействия волны Толлмина — Шлихтинга с частотой $\omega = 0,032$ и амплитудой $a_{10}(R) = 2 \max_z |u_{10}(R, z)| = 0,001$ со стационарной неоднородностью одинаковой формы, но различной интенсивности. Для этого выберем фиксированные параметры, определяющие распределение вдува (или отсоса): $\beta = 0,02$, $q = 0,95$, $\Delta = 20$, $z_0 = 600$, $N = 41$. Интенсивность вдува ϵ будем варьировать.

Поле стационарной составляющей скорости в начальном сечении изображено на рис. 1. Распределение дефекта продольной составляющей скорости u_{p0} вдоль размаха при $z = 2,64$, где он достигает максимума по z , показано на рис. 1, а, причем изображен один период. Для получения универсальной кривой дефект скорости отнесен к своему максимуму при $y = 0$. На рис. 1, б приведены профили скорости при $y = 0$, полученные при разных интенсивностях вдува: $\epsilon = -1,875 \cdot 10^{-3}$; $-6,25 \cdot 10^{-4}$; 0 ; $6,25 \cdot 10^{-4}$; $1,875 \cdot 10^{-3}$ (линии 1–5). При этих значениях ϵ максимальный дефект скорости, достигаемый в точке $y = 0$, $z = 2,64$, составляет 0,3; 0,1; 0; $-0,1$; $-0,3$ соответственно. Два последних профиля с отрицательными дефектами скорости перегибные.

Из рис. 1 видно, что при выбранной форме вдува образуется узкая область с заметным дефектом скорости при малых возмущениях скорости на остальной части периода. Ширина этой области $\Delta y \approx 40$ намеренно выбрана примерно равной характерной ширине полос с пониженной и повышенной скоростью, образующихся в пограничном слое при повышенной

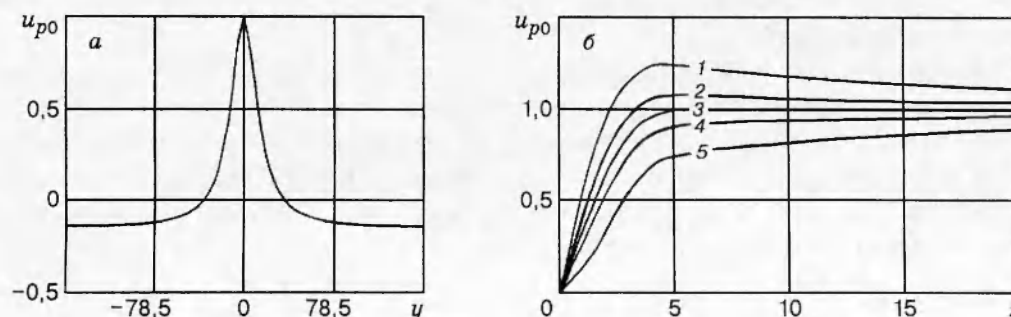


Рис. 1

степени турбулентности набегающего потока [9].

Все результаты, представленные в данной работе, получены при числе гармоник $M = 5$, $N = 40$ в выражении для скорости (2.2). Количество гармоник по поперечной координате N выбрано из условия возможности описания нарастания вторичных возмущений на нелинейной стадии перехода. Кроме того, минимальный разрешаемый поперечный период возмущений $\alpha \sim 2\pi/N\beta \sim 8$ примерно в 5 раз меньше ширины зоны неоднородности Δy , что позволяет с достаточной точностью описать детали распределения пульсаций по y . Число гармоник в направлении x выбрано максимально возможным для проведения расчетов на имеющемся компьютере. Сравнение результатов при $M = 2$ и 5 показало заметные количественные расхождения только на коротком заключительном этапе развития возмущений.

С целью исследования влияния локализованной неоднородности течения различной интенсивности на развитие неустойчивых возмущений была рассчитана эволюция течения при интенсивностях вдува, соответствующих максимальным дефектам скорости в начальном сечении $\Delta u_{0m} = \pm 0,01; \pm 0,1; \pm 0,2; \pm 0,3$. Поскольку метод параболических уравнений устойчивости не позволяет адекватно описывать поздние стадии перехода, при которых начинается стохастизация течения, расчеты заканчивались при достижении амплитудой пульсаций скорости значения 0,1 в какой-либо точке плоскости y, z . Точка x_* , в которой достигалось это значение амплитуды, принималась за положение ламинарно-турбулентного перехода. Здесь и далее амплитудой пульсаций называется величина

$$a(x, y, z) = \sqrt{2} \sqrt{\sum_{m=1}^M \left| \sum_{n=0}^N u_{mn}(x, z) \cos n\beta y \right|^2},$$

которая в $\sqrt{2}$ раз больше среднеквадратичного значения пульсаций скорости, обычно измеряемого в эксперименте.

Зависимости амплитуд пульсаций от x , полученные при отрицательных и положительных дефектах скорости, приведены на рис. 2 и 3. Эти и все последующие амплитуды пульсаций соответствуют постоянному расстоянию от стенки $z_0 = 2,64$, при котором дефект скорости максимален по z . На рис. 2 и 3 штриховые линии отвечают максимальным по y амплитудам $a_m = \max_y a(y, z_0)$, а сплошные — амплитудам пульсаций в невозмущенном потоке в середине между областями дефекта скорости. Кривые 1-4 на рис. 2 соответ-

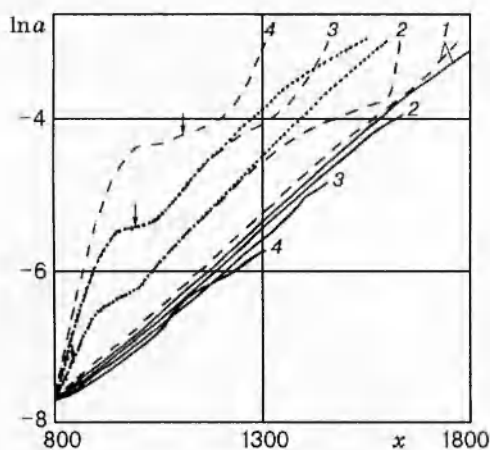


Рис. 2

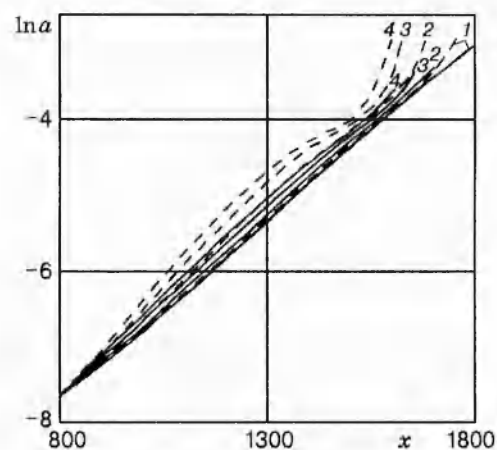


Рис. 3

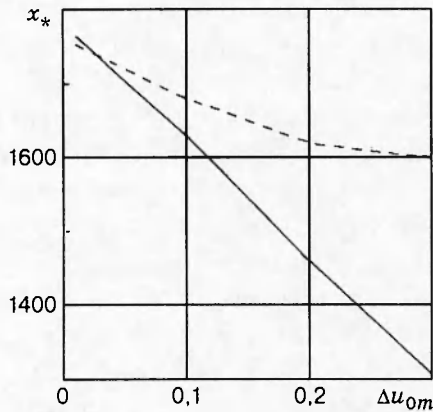


Рис. 4

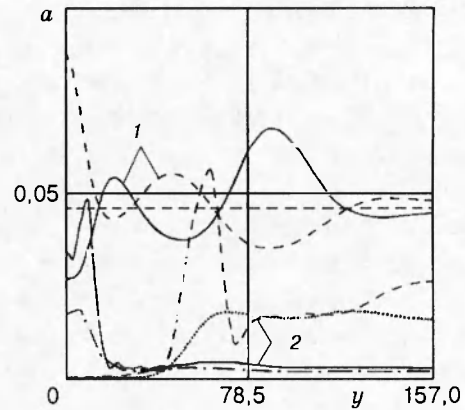


Рис. 5

ствуют $\Delta u_{0m} = -0,01; -0,1; -0,2; -0,3$, на рис. 3 $\Delta u_{0m} = 0,01; 0,1; 0,2; 0,3$. Зависимость положения перехода от $|\Delta u_{0m}|$ для отрицательных и положительных дефектов скорости показана сплошной и штриховой кривыми на рис. 4.

Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что при малых дефектах скорости ($\pm 0,01$) знак дефекта скорости не оказывает существенного влияния на развитие возмущений. В этом случае на линейной стадии перехода максимальная по y амплитуда незначительно отличается от ее значения в невозмущенном потоке, т. е. неоднородность не оказывает существенного влияния на развитие волны Толлмина — Шлихтинга. Только на нелинейной стадии перехода, когда амплитуда пульсаций становится порядка 1%, рост пульсаций в максимуме по y начинает опережать их рост в невозмущенном потоке.

Распределения амплитуды пульсаций по y в сечениях, непосредственно предшествующих переходу, для $\Delta u_{0m} = \pm 0,01$ представлены штриховой и сплошной кривыми 1 на рис. 5; зависимости $a(y)$ для положительного (штриховая кривая) и отрицательного (сплошная) дефектов скорости почти симметричны относительно прямой штриховой линии $a = 0,046$. Это означает, что трехмерная часть пульсаций почти до самого момента перехода развивается по линейному закону и, вероятно, состоит из вторичных возмущений, усиливающихся на фоне почти плоской волны Толлмина — Шлихтинга. Такое предположение подтверждает качественное совпадение распределений амплитуды пульсаций по y при $\Delta u_{0m} = \pm 0,01$ с распределением по размаху амплитуды вторичных возмущений (генерируемых при взаимодействии волны неустойчивости с точечной неровностью), полученным аналитически в [10]:

$$a(y) = Ae^{-Cy^2} [\cos \beta_* y + B(y/x) \sin \beta_* y + O(y/x)^2], \quad y/x \ll 1.$$

Здесь A, B, C — константы; x — расстояние от неровности; β_* — поперечное волновое число, соответствующее наиболее быстрорастущим вторичным возмущениям. Расчеты по теории вторичной неустойчивости [11] показали, что β_* меняется от 0,15 до 0,25 при увеличении амплитуды волны Толлмина — Шлихтинга от 0,01 до 0,05. Оценка β_* из ширины центрального максимума зависимости $a(y)$ при $\Delta u_{0m} = 0,01$ дает значение 0,17, попадающее в диапазон, предсказанный теорией вторичной неустойчивости. При дефектах скорости $\pm 0,1$ и более картины развития возмущений при положительных и отрицательных дефектах скорости значительно отличаются друг от друга. При положительных дефектах зависимости a_m от x существенно не меняются при увеличении дефекта скорости до 0,3. Увеличение дефекта скорости приводит только к немного более раннему по срав-

нению со случаем $\Delta u_{0m} = 0,01$ началу опережающего роста максимальной амплитуды. Смещение положения перехода вверх по потоку с ростом дефекта скорости при этом относительно мало по сравнению со случаем отрицательного дефекта скорости (см. рис. 4). Слабое дестабилизирующее воздействие полосы с повышенной скоростью связано с эффектом «вытеснения» неустойчивых возмущений из зоны неоднородности. Этот эффект демонстрирует зависимость $a(y)$ для $\Delta u_{0m} = 0,3$, полученная в сечении $x = 1500$ перед началом нелинейной стадии перехода (пунктирная кривая на рис. 5). Из-за малой амплитуды пульсаций в области неоднородности нелинейный рост возмущений начинается там, где уровень пульсаций практически не отличается от своей величины в невозмущенном потоке. Поэтому наличие области с положительным дефектом скорости не ведет к более раннему достижению пороговой амплитуды пульсаций, необходимой для начала нелинейных процессов, и, следовательно, мало смещает положение перехода.

При отрицательных дефектах скорости ($\Delta u_{0m} \leq -0,1$) с самого начала наблюдается опережающий рост максимальных по y амплитуд по сравнению с пульсациями в невозмущенном течении. Затем скорость роста максимумов пульсаций уменьшается до скорости роста волны Толлмина — Шлихтинга в невозмущенном потоке. Наконец, когда максимальная по размаху амплитуда достигает порогового значения, начинаются нелинейные процессы, которые опять приводят к опережающему росту a_m .

Относительно быстрый рост a_m в самом начале развития возмущений легко объяснить перегибной неустойчивостью профиля скорости в зоне неоднородности. Однако скорость роста максимальных возмущений резко уменьшается гораздо раньше, чем пропадает точка перегиба скорости в центре неоднородности. Более того, в местах исчезновения точек перегиба (показаны стрелками на рис. 2 для каждого значения Δu_{0m}) не происходит заметного изменения хода зависимости a_m от x . Поэтому более правдоподобной выглядит гипотеза о том, что начальный рост максимумов пульсаций вызван переходным процессом, а в установившемся состоянии величина a_m пропорциональна амплитуде волны Толлмина — Шлихтинга в невозмущенном течении. Более наглядно это показывают зависимости a_m от x , полученные в линейном приближении при $\Delta u_{0m} = 0,1$ и $0,2$ (пунктирные кривые 2 и 3 на рис. 2), которые на длинном участке почти параллельны кривой 1, соответствующей плоской волне неустойчивости в невозмущенном потоке. Такой характер развития возмущений позволяет сделать вывод о том, что механизм перегибной неустойчивости не реализуется в узкой зоне неоднородности течения. Аналогичный эффект наблюдался в экспериментах по развитию искусственно генерируемых возмущений в пограничном слое с периодической по размаху неоднородностью профиля скорости [4, 5]. Несмотря на наличие перегибного профиля скорости на значительной части периода, скорость нарастания возмущений с частотами волн Толлмина — Шлихтинга не превышала скорости роста аналогичных возмущений в однородном пограничном слое.

Это явление, вероятно, объясняется тем, что усиливающиеся в узкой зоне с перегибным профилем возмущения должны «помещаться» в ней и, следовательно, состоять из пакета косых волн с большими поперечными волновыми числами. Анализ устойчивости однородного по размаху течения с профилем скорости, соответствующим середине зоны неоднородности, показал, что для достаточно больших β все моды становятся затухающими. Наблюдаемый в [5] быстрый рост высокочастотных пульсаций, вероятно, связан с перегибным характером распределения скорости по размаху. Продольная длина волны этих возмущений относительно мала, поэтому поперечная модуляция не препятствует их росту.

Распределение амплитуды пульсаций по y в конце линейной стадии перехода ($x = 1200$) при $\Delta u_{0m} = -0,3$ показано штрихпунктирной кривой на рис. 5. Интересно отметить, что максимальные пульсации имеют место не в центре зоны неоднородности, а смещены

к ее краям. Аналогичный характер распределения амплитуды по размаху (при измерении на расстоянии от стенки, соответствующем максимуму дефекта скорости) наблюдался в [5] для возмущений высокой частоты. Для частоты, соответствующей волне Толлмина — Шлихтинга, аналогичные распределения измерялись в [4, 5] только ближе к стенке на высоте максимума пульсаций. Максимумы амплитуды пульсаций в этих распределениях, наоборот, приходились на максимумы стационарной составляющей скорости.

Наиболее вероятной причиной концентрации возмущений в полосе с пониженной скоростью и их вытеснения из зоны повышенной скорости, наблюдаемых в расчетах, является неоднородность по размаху фазовой скорости неустойчивых возмущений. В зоне отрицательного дефекта скорости фазовая скорость волны Толлмина — Шлихтинга меньше, а в области положительного дефекта скорости больше, чем в невозмущенном течении. Согласно законам геометрической оптики, лучи концентрируются в областях с пониженной фазовой скоростью и вытесняются из областей с повышенной скоростью распространения возмущений. Невыполнение данной закономерности для низкочастотных возмущений в [4, 5] можно объяснить тем, что период неоднородности в этих экспериментах сравним с длиной волны неустойчивости, поэтому приближение геометрической оптики перестает выполняться.

На нелинейной стадии перехода при конечных дефектах скорости распределение пульсаций скорости по размаху, по-видимому, определяется формой пакета вторичных возмущений, развивающихся на фоне сильно неоднородной по размаху первичной волны неустойчивости. Анализ процессов, происходящих при этом, весьма осложняется трудностями разделения суммарного поля пульсаций на первичную волну и вторичные возмущения. Однако из сравнения зависимостей $a(y)$ при $\Delta u_{0m} = -0,3$ и $0,3$ непосредственно перед переходом (сплошная и штриховая кривые 2 на рис. 5) с аналогичными в конце линейной стадии развития возмущений (штрихпунктирная и пунктирная линии на рис. 5) можно вывести некоторые качественные закономерности. Например, на нелинейной стадии происходит смещение максимумов пульсаций в сторону областей с большими градиентами амплитуды первичной волны. Это смещение можно объяснить эффективной генерацией трехмерных вторичных возмущений на сильной поперечной неоднородности амплитуды пульсаций основной волны.

Следует отметить, что из-за значительного усиления пульсаций в области пониженной скорости нелинейные явления в ней начинаются при очень малой амплитуде волны неустойчивости в невозмущенном потоке. Например, при $\Delta u_{0m} = -0,3$ нелинейная стадия перехода в центре наступает при амплитуде волны Толлмина — Шлихтинга на периферии 0,25%. Этот эффект может быть причиной наблюдаемого в [12] влияния волны Толлмина — Шлихтинга с амплитудой $0,1 \div 0,2\%$ на процесс перехода при повышенной степени турбулентности набегающего потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (проект № 199–95) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95–01–01201а).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Butler K. M., Farrell B. F.** Three-dimensional optimal perturbations in viscous shear flows // *Phys. Fluids. A.* 1992. V. 4. P. 1637–1650.
2. **Yu X., Lin J. T. C.** The secondary instability in Görtler flow // *Phys. Fluids. A.* 1991. V. 3. P. 1845–1847.
3. **Fisher T. M., Hein S., Dallmann U.** A theoretical approach for describing the secondary instability features in the three-dimensional boundary layer flows. N. Y., 1993 (Paper / AIAA; N 93–0080).

4. Качанов Ю. С., Тарарыкин О. И. Экспериментальные исследования устойчивости релаксирующего пограничного слоя // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1987. № 18. С. 9–19.
5. Vakchinov A. A., Grek G. R., Klingmann B. G. B., Kozlov V. V. Transition experiments in a boundary layer with embedded streamwise vortices // Phys. Fluids. 1995. V. 7, N 4. P. 820–832.
6. Bertolotti F. P., Herbert T., Spalart P. R. Linear and nonlinear stability of the Blasius boundary layer // J. Fluid Mech. 1992. V. 242. P. 441–474.
7. Мануйлович С. В. О восприимчивости дозвукового течения к осциллирующим воздействиям, локализованным на дне пограничного слоя // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1988. № 4. С. 63–69.
8. Herbert T. Boundary-layer transition-analysis and prediction revised. N. Y., 1991 (Paper / AIAA; N 91-0737).
9. Westin K. J. A., Boiko A. V., Klingmann G. B., et al. Experiments in a boundary layer subjected to free-stream turbulence. Pt 1. Boundary layer structure and receptivity // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 193–218.
10. Устинов М. В. Генерация мод вторичной неустойчивости при взаимодействии волны Толлмина — Шлихтинга с неровностью // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 3. С. 28–38.
11. Herbert T., Bertolotti F. P., Santos G. R. Floquet analysis of secondary instability in shear flows // Stability of time-dependent and spatially varying flows / D. L. Dwoyer, M. Y. Hussaini (Eds). N. Y.: Springer, 1987. P. 43–57.
12. Boiko A. V., Westin K. J. A., Klingmann B. G. B., et al. Experiments in a boundary layer subjected to free stream turbulence. Pt 2. The role of T — S waves in the transition process // J. Fluid Mech. 1994. V. 281. P. 219–245.

*Поступила в редакцию 28/III 1996 г.,
в окончательном варианте — 17/VI 1996 г.*
