

УДК 532.526.2

© 1993 г. С. В. МАНУЙЛОВИЧ

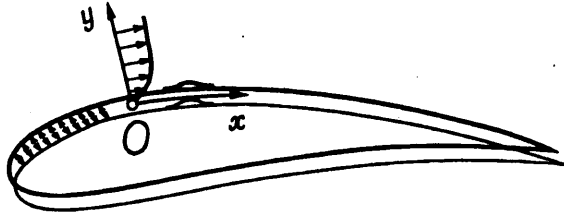
О ЛАМИНАРИЗАЦИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА КРЫЛЕ, ПОДВЕРЖЕННОМ ВИБРАЦИИ

Одним из перспективных способов снижения сопротивления трения летательных аппаратов является ламинаризация течения в пограничном слое. В настоящее время считается общепризнанным, что ламинарно-турбулентный переход на крыле малой стреловидности инициируется ростом амплитуды собственных колебаний потока — волн Толлмина — Шлихтинга. В связи с этим большое значение приобретает изучение факторов, ответственных за возникновение в потоке таких волн. Как показывают многочисленные эксперименты [1], важную роль в процессе генерации неустойчивых колебаний играет вибрация поверхности крыла. С точки зрения теоретического анализа наиболее изученным является случай малых колебаний узкого участка обтекаемой поверхности, когда возбуждение волны неустойчивости локализовано в окрестности вибратора и описывается в рамках линеаризованной системы уравнений Навье — Стокса [2—4]. В случае колебаний крыла как целого единственной физической предпосылкой образования волны Толлмина — Шлихтинга является продольная неоднородность течения в пограничном слое; при этом процесс генерации локализован в области максимальной неоднородности — окрестности передней кромки крыла [1, 5].

В данной работе изучается новый тип возбуждения волн Толлмина — Шлихтинга, экспериментально обнаруженный в [6] при исследовании поля нестационарных возмущений вниз по потоку от неровности, нанесенной на поверхность вибрирующего крыла. Показывается, что механизм генерации заключается в нелинейном взаимодействии нестационарного возмущения, производимого колебаниями гладкой стенки, со стационарной неоднородностью пограничного слоя над неровностью.

Различные естественные факторы, приводящие к генерации волн неустойчивости, могут компенсировать друг друга [7, 8]. В [6] этот принцип был применен для ламинаризации пограничного слоя на колеблющемся крыле: естественная волна Толлмина — Шлихтинга, генерируемая в окрестности передней кромки, ослаблялась волной, возбуждаемой над искусственной двумерной неровностью, нанесенной на поверхность вибрирующего крыла. Ниже теоретически исследуется процесс подавления моногармонической волны неустойчивости. Произведено принципиальное обобщение на случай произвольного спектра частот: показано, что подбором формы неровности может быть подавлен весь пакет волн неустойчивости. Подробно исследован случай дискретного спектра вибраций. В качестве примера выполнен расчет формы неровности, гасящей две волны Толлмина — Шлихтинга различной частоты.

1. Течение над гладкой вибрирующей поверхностью. Рассмотрим прямое крыло бесконечного размаха с гладкой поверхностью, обтекаемое потоком вязкой несжимаемой жидкости. Введем систему координат с началом в некоторой точке O на поверхности крыла, осью x вдоль обтекаемой поверхности и осью y по нормали к ней (фиг. 1). Обезразмерим параметры течения, полагая $U(\infty) = -dU(0)/dy = 1$ ($U(y)$ — профиль скорости в точке O). Безразмерное время обозначим t . Числом Рейнольдса R назовем величину, обратную безразмерному кинематическому коэффициенту вязкости. Течение в пограничном слое в окрестности точки O будем предполагать ламинарным.



Фиг. 1

Введем возмущение функции тока $\psi(t, x, y)$. В окрестности начала координат функция ψ удовлетворяет уравнению [9]

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + \left(U + \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} - \left(\frac{d^2 U}{dy^2} + \frac{\partial \Delta \psi}{\partial y} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{R} \Delta^2 \psi = 0 \quad (1.1)$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Подобно классической теории устойчивости в уравнении (1.1) опущены члены, связанные с эффектами непараллельности основного течения и кривизны невозмущенной поверхности крыла, несущественными в рассматриваемой постановке.

Пусть поверхность крыла вибрирует относительно положения $y=0$ с характерной амплитудой $0 < \varepsilon \ll 1$, так что в окрестности начала координат точки обтекаемой поверхности испытывают смещения вида

$$\{\delta x, \delta y\} = \varepsilon \operatorname{Re} \{a_{x,y} \exp(-i\omega t)\} \quad (1.2)$$

Здесь ω — частота вибрации, комплексные постоянные $a_{x,y}$ характеризуют интенсивности горизонтальной и вертикальной вибрации. Решение уравнения (1.1), соответствующее колебаниям (1.2) гладкого крыла, будем искать в виде

$$\psi = \varepsilon \operatorname{Re} \{ [a_x \psi_{1x} + a_y \psi_{1y} + \sigma a_0 \psi_{Ts}] \exp(-i\omega t) \} + O(\varepsilon^2) \quad (1.3)$$

Первое слагаемое в (1.3) описывает волну Стокса [9], генерируемую горизонтальными колебаниями стенки, второе соответствует «замороженному» пограничному слою на вертикально колеблющейся стенке

$$\frac{\partial \psi_{1x}}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \psi_{1x}}{\partial y} = -i\omega \exp(-\beta y), \quad \beta = (-i\omega R)^{1/2}$$

$$\psi_{1y} = i\omega x - U(y) + O(R^{-1})$$

Кроме описанных членов решение должно содержать суперпозицию собственных колебаний пограничного слоя, возбуждаемых вибрацией крыла в окрестности передней кромки и распространяющихся вниз по потоку. Из этой совокупности мод в (1.3) сохранена лишь неустойчивая компонента, представляющая интерес для дальнейшего анализа. Предположим, что начало координат выбрано вблизи точки потери устойчивости. В этом случае вверх по потоку от рассматриваемой области лежит участок устойчивого пограничного слоя, значительно ослабляющий амплитуду волны Толлмина — Шлихтинга, поэтому третий член в (1.3) мал по сравнению с первыми двумя: $0 < \sigma \ll 1$. Возмущение течения, порождаемое волной в окрестности точки O , имеет вид $\psi_{Ts} = \varphi_0(y) \exp(i\alpha x)$, где собственная функция φ_0 и соответствующее ей волновое число α удовлетворяют однородной краевой задаче Орра — Зоммерфельда

$$\left(U - \frac{\omega}{\alpha} \right) \Delta_\alpha \varphi_0 - \frac{d^2 U}{dy^2} \varphi_0 - \frac{1}{i\alpha R} \Delta_\alpha^2 \varphi_0 = 0, \quad \Delta_\alpha = \frac{d^2}{dy^2} - \alpha^2 \quad (1.4)$$

$$\varphi_0(0) = \frac{d\varphi_0}{dy}(0) = \varphi_0(\infty) = 0, \quad \frac{d^2\varphi_0}{dy^2}(0) = 1$$

Последнее условие (1.4) нормирует собственную функцию. Мультипликативная комплексная постоянная a_0 вынесена в разложение (1.3).

2. Течение над искривленной вибрирующей поверхностью. Пусть поверхность крыла, подверженная вибрации (1.2), имеет в окрестности точки O малую двумерную неровность (фиг. 1), так что форма соответствующего покоящегося крыла описывается уравнением

$$y = \sigma f(x)$$

Амплитудный множитель выбран равным амплитуде набегающей волны Толмина — Шлихтинга ради удобства представления результатов исследования. Решение уравнения (1.1), соответствующее вибрации искривленной поверхности, будем искать в виде

$$\begin{aligned} \psi = \varepsilon \operatorname{Re} \{ [a_x (\psi_{1x} + \sigma \psi_{3x}) + a_y (\psi_{1y} + \sigma \psi_{3y}) + \sigma a_0 \psi_{7s}] \exp(-i\omega t) \} + \sigma \psi_2 + \\ + O(\varepsilon^2) + O(\sigma^2) \end{aligned} \quad (2.1)$$

В амплитудном разложении (2.1) члены порядка ε и последний член порядка $\varepsilon\sigma$ имеют тот же вид, что и в разложении (1.3), описывающем течение над вибрирующим гладким крылом; функция ψ_2 , удовлетворяющая линеаризованному уравнению (1.1), описывает стационарную неоднородность пограничного слоя над неровностью высотой порядка σ . Нелинейные поправки к возмущениям этих типов вынесены в остаточные члены разложения (2.1). Первые два члена порядка $\varepsilon\sigma$ описывают нелинейное взаимодействие нестационарных возмущений, вызванных местной вибрацией обтекаемой поверхности, со стационарной продольной неоднородностью течения над неровностью.

Подстановка разложения (2.1) в уравнение (1.1), использование условий прилипания на искривленной колеблющейся стенке и условий затухания при $x \rightarrow \pm \infty$, $y \rightarrow \infty$ приводят к линейным неоднородным краевым задачам для функций $\psi_{2,3x,3y}(x, y)$. Последняя из этих задач имеет простое решение $\psi_{3y} = -\partial\psi_2/\partial y$, поэтому часть разложения (2.1), соответствующая сумме $\psi_{1y} + \sigma\psi_{3y}$, описывает вертикальные колебания «вмороженного» пограничного слоя на искривленной поверхности. Отсюда следует, что в рассматриваемом здесь случае течения несжимаемой жидкости функция ψ_3 не может описывать процесс генерации волн Толмина — Шлихтинга.

Для расчета функций $\psi_{2,3x}$ применим преобразование Фурье по переменной x

$$\psi_{2,3x} = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} f^* \varphi_{2,3x}(y) \exp(ikx) dk \quad (2.2)$$

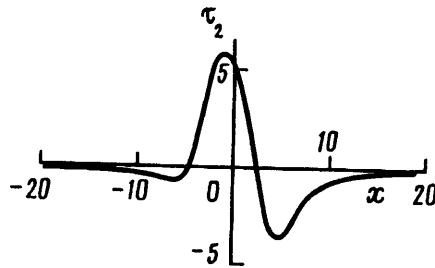
$$f^*(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \exp(-ikx) dx$$

Функция φ_2 удовлетворяет неоднородной краевой задаче для стационарного аналога уравнения Орра — Зоммерфельда

$$U \Delta_k \varphi_2 - \frac{d^2 U}{dy^2} \varphi_2 - \frac{1}{i \alpha R} \Delta_k^2 \varphi_2 = 0 \quad (2.3)$$

$$\varphi_2(0) = \varphi_2(\infty) = 0, \quad \frac{d\varphi_2}{dy}(0) = -1$$

Расчет стационарной неоднородности течения над неровностью проиллюстри-



Фиг. 2

руем для случая, когда крыло представляет собой плоскую пластину, обтекаемую под нулевым углом атаки. Форму неровности зададим функцией

$$f = F(x/l)$$

$$F(\xi) = \left\{ 1 - 2\xi^2, |\xi| \leq \frac{1}{2}; 2(|\xi| - 1)^2, \frac{1}{2} \leq |\xi| \leq 1; 0, |\xi| \geq 1 \right\}$$

Вычисление решения задачи (2.3) и интеграла Фурье для функции $\tau_2(x) = \partial^2 \psi_2(x, 0) / \partial y^2$ производилось методом, описанным в [4]. График функции τ_2 при $R = 1500$, $\omega = 0,15$, $l = 6$ приведен на фиг. 2.

Перейдем к изучению функции ψ_{3x} . Заметим, что упомянутое выше затухание этой функции вниз по потоку, равно как и ее интегральное представление (2.2), имеют место лишь в случае докритической частоты вибрации [2] ($\text{Im } \alpha(\omega, R) > 0$). Фурье-амплитуда ψ_{3x} удовлетворяет неоднородному уравнению Орра — Зоммерфельда и неоднородным краевым условиям

$$\left(U - \frac{\omega}{k} \right) \Delta_k \varphi_{3x} - \frac{d^2 U}{dy^2} \varphi_{3x} - \frac{1}{i \alpha R} \Delta_k^2 \varphi_{3x} = i \omega \exp(-\beta y) (\Delta_k \varphi_2 - \beta^2 \varphi_2) \quad (2.4)$$

$$\varphi_{3x}(0) = \varphi_{3x}(\infty) = 0, \quad \frac{d\varphi_{3x}}{dy}(0) = ik - i\omega\beta$$

Анализ особенности функции φ_{3x} в верхней полуплоскости комплексного переменного k показывает, что в случае докритических частот поведение интеграла (2.2) для функции ψ_{3x} (обозначаемого далее как ψ_F) вниз по потоку от неровности определяется компонентой, равной умноженному на i вычету подынтегрального выражения в полюсе $k = \alpha$ и имеющей вид волны Толлмина — Шлихтинга

$$\psi_{TS}' = f^*(\alpha) \text{res}_{k=\alpha} [i \varphi_{3x}(y)] \exp(i\alpha x) \quad (2.5)$$

В случае закритических частот ($\text{Im } \alpha(\omega, R) < 0$) решение задачи восприимчивости имеет вид $\psi_{3x} = \psi_F + \psi_{TS}'$ [2, 10]. Таким образом, в обоих случаях волна неустойчивости, генерируемая в окрестности неровности вибрирующей поверхности, описывается формулой (2.5). Амплитуда генерируемой волны определяется геометрическим параметром $f^*(\alpha)$ и приведенным коэффициентом порождения

$$A(\omega, R) = \text{res}_{k=\alpha} \left[i \frac{d^2 \varphi_{3x}}{dy^2}(0) \right]$$

имеющим смысл комплексной амплитуды волны Толлмина — Шлихтинга в месте ее возникновения над вибрирующей «точечной» неровностью. При $R = 1500$, $\omega = 0,15$ имеем $|A| = 0,933$, $\arg A = -0,874$. Более подробно результаты расчета функции A приведены в [11].

3. Подавление моногармонической волны. В предыдущих разделах описаны два основных типа генерации волн неустойчивости на вибрирующем крыле: в окрестности передней кромки и на неровности поверхности крыла. Поскольку аналогичные типы возбуждения волн Толлмина — Шлихтинга имеют место и в случае облучения крыла звуком [1], в [6] был продемонстрирован метод ламинаризации пограничного слоя на колеблющемся крыле, подобный разработанному в [7] для случая акустического воздействия. Суть обоих методов заключается в подавлении естественной волны Толлмина — Шлихтинга, генерируемой у передней кромки крыла, при помощи искусственной волны, возбуждаемой на специально организованной неровности обтекаемой поверхности. Ниже приведены результаты расчетов, иллюстрирующих процесс подавления моногармонической волны неустойчивости в области над искривленной колеблющейся поверхностью.

Предположим, что $a_x \neq 0$. Подобно [7] рассмотрим класс искривлений поверхности крыла вида

$$f = hg(x-X) \quad (3.1)$$

где параметры X и h характеризуют местоположение неровности и ее высоту, а функция g задает ее форму. Положим

$$X = [\pi + \arg g^*(\alpha) + \arg A + \arg a_x - \arg a_0] (\operatorname{Re} \alpha)^{-1} \quad (3.2)$$

$$h = |a_0| \exp(-X \operatorname{Im} \alpha) |g^*(\alpha) A a_x|^{-1}$$

Установка неровности в такое положение обеспечивает противоположность фаз естественной и искусственной волн, выбранная величина высоты обуславливает равенство их амплитуд. В результате оказывается выполненным условие взаимного подавления волны, генерируемой вблизи носка колеблющегося крыла, и волны, порождаемой неровностью

$$a_0 \psi_{TS} + a_x \psi_{TS}' \equiv 0 \quad (3.3)$$

Заметим, что величина X определена с точностью до аддитивной постоянной $2\pi n / \operatorname{Re} \alpha$, где n — целое число, так что режим подавления естественной волны может быть осуществлен в любом положении неровности, отстоящем от (3.2) на целое число длин волн; при этом высота неровности должна быть увеличена по сравнению с (3.2) в $\exp(-2\pi n \operatorname{Im} \alpha / \operatorname{Re} \alpha)$ раз. Процесс гашения естественной волны $a_0 \psi_{TS}$ описывается функцией $a_x \psi_{3x} + a_0 \psi_{TS}$, которая в случае закритической частоты совпадает с $a_x \psi_F$ (см. (3.3)).

Не ограничивая общности, положим $a_x = a_0 = 1$ (выполнения этих равенств можно добиться сдвигом времени и продольной координаты, а также переопределением констант). Если невозмущенное течение представляет собой пограничный слой Блазиуса, а форма неровности имеет вид $g(\xi) = F(\xi/l)$, то при $R = 1500$, $\omega = 0,15$, $l = 6$ формулы (3.2) дают значения $X = 5,414$, $h = 0,285$. Выбранная величина l соответствует длине неровности порядка половины длины волны Толлмина — Шлихтинга, поэтому для подавления набегающей волны необходима неровность наименьшей высоты. График функции $\tau_3(x) = \partial^2 \psi_F(x, 0) / \partial y^2$ для этого случая приведен в [11]. Вверх по потоку от неровности функция τ_3 имеет вид набегающей волны $\exp(i\alpha x)$, где $\alpha = 0,422 - i0,009$; вниз по потоку течение практически не возмущено. График функции τ_2 в режиме подавления отличается от изображенного на фиг. 2 смещением вправо на X и растяжением в h раз.

4. Обобщение на случай спектра частот. Рассмотренные в [6—8] методы ламинаризации эффективны лишь в том случае, когда внешнее воздействие (звук, вибрация) имеет фиксированную безразмерную частоту. Будучи настроенной на определенную частоту вибрации, неровность (3.1), (3.2) утрачивает функцию подавления естественной волны Толлмина — Шлихтинга уже при не-

значительном (порядка нескольких процентов) относительном изменении частоты. Кроме того, как показывают результаты эксперимента [6], периодическая вибрация крыла может носить негармонический характер: ее спектр содержит кратные частоты. При некоторых условиях колебания, соответствующие высшим гармоникам, могут также усиливаться неустойчивым пограничным слоем. В этой связи становится актуальным поиск способов подавления совокупности волн Толлмина — Шлихтинга, имеющих различные частоты. На возможность такого обобщения указывают следующие соображения.

Условие подавления (3.3) естественной волны неустойчивости эквивалентно соотношению

$$f^*(\alpha) = -a_0/a_x A \quad (4.1)$$

В исследованном выше случае моногармонической вибрации выполнение равенства (4.1) достигалось путем управления величинами X , h двухпараметрического класса неровностей (3.1). С точки зрения фурье-анализа условия (3.2) являются «мягкими»: они фиксируют величину фурье-образа $f^*(k)$ лишь в одной точке $k = \alpha(\omega, R)$, оставляя свободу выбора величин остальных гармоник. Рассматривая более сложные, нежели (3.1), семейства неровностей, можно добиться выполнения условия (4.1) для многих частот. Заметим, что все результаты разд. 1, 2 сохраняют силу в случае как дискретного, так и непрерывного спектра частот, если в формуле (1.2) и амплитудных разложениях (1.3), (2.1) произвести замены

$$(\cdot) \exp(-i\omega t) \rightarrow \sum_n (\cdot) \exp(-i\omega_n t) \rightarrow \int_0^\infty (\cdot) \exp(-i\omega t) d\omega$$

а величины $a_{x,x,0}$ считать зависящими от частоты.

Рассмотрим сначала случай дискретного спектра частот. Будем предполагать, что спектр не имеет конечных точек сгущения. При этом в неустойчивом диапазоне оказывается лишь конечное число частот ω_n , $n = 1, 2, \dots, N$. Поставим целью добиться одновременного подавления N волн неустойчивости, соответствующих этим частотам.

Первый способ подавления является естественным обобщением метода гашения одной волны, изученного в разд. 3. Рассмотрим неровность вида

$$f = \sum_{n=1}^N h_n g_n(x - X_n) \quad (4.2)$$

Потребуем, чтобы неровность, соответствующая n -му слагаемому суммы (4.2), подавляла естественную волну, соответствующую частоте ω_n , не оказывая влияния на остальные $N-1$ волн. Этим условиям удовлетворяет функция $g_n(\xi) = F_{N+1}(\xi)$, являющаяся результатом конечной последовательности итераций $\{F_m, m = 1, 2, \dots, N+1\}$

$$F_{m+1}(\xi) = F_m(\xi) + \exp\left(-\frac{\pi \operatorname{Im} \alpha_m}{\operatorname{Re} \alpha_m}\right) F_m\left(\xi - \frac{\pi}{\operatorname{Re} \alpha_m}\right), \quad m \neq n$$

$$F_{N+1}(\xi) = F_n(\xi), \quad F_1(\xi) = F(\xi/l), \quad \alpha_m = \alpha(\omega_m, R)$$

При построении функций g_n используется тот факт, что волна неустойчивости не генерируется системой двух аффинноподобных неровностей произвольной формы, если они сдвинуты друг относительно друга на половину длины волны, а отношение их высот равно коэффициенту усиления на полуволне.

Параметры X_n , h_n могут быть получены с помощью формул (3.2), выписанных для случая $\omega = \omega_n$, $g = g_n$. Суперпозиция (4.2) подавляет все N естественных волн неустойчивости. Окончательный результат (4.2) не зависит от порядка нумерации частот.

В описанном методе подавления N волн неустойчивости используется $N \cdot 2^{N-1}$

элементарных неровностей F . Существует второй способ, позволяющий обойтись при больших N значительно меньшим их числом. В самом деле, условия подавления N волн Толлмина — Шлихтинга различной частоты представляют собой N комплексных равенств (4.1), поэтому для их выполнения достаточно рассмотреть суперпозицию $2N$ элементарных выпуклостей (углублений), расставленных с шагом l

$$f = \sum_{m=1}^{2N} c_m F \left(\frac{x}{l} - m \right) \quad (4.3)$$

Подставляя (4.3) в условие (4.1), выписанное для $\omega = \omega_n$, $n = 1, 2, \dots, N$, и разделяя вещественную и мнимую части, получим систему $2N$ линейных алгебраических уравнений для амплитуд неровностей. Если параметр l не обращает в нуль детерминант этой системы, то она может быть разрешена относительно коэффициентов c_m (в частности, l не должно быть кратным ни одной из длин волн Толлмина — Шлихтинга $2\pi/\operatorname{Re} \alpha(\omega_n, R)$, $n = 1, 2, \dots, N$).

Таким образом, для подавления моногармонической волны неустойчивости вторым способом требуются две элементарные неровности. Если параметры возмущенного пограничного слоя те же, что и описанные в разд. 3, а $l = 3$, то неровность (4.3), подавляющая естественную волну, имеет вид, показанный на фиг. 3 сплошной линией ($c_1 = 0,110$, $c_2 = 0,369$).

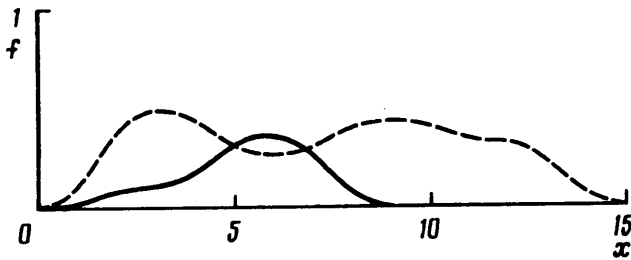
Рассмотрим пограничный слой Блазиуса при $R = 2000$, возмущенный двумя волнами Толлмина — Шлихтинга с $\omega_1 = 0,1$ ($\alpha_x = \alpha_0 = 1$) и $\omega_2 = 0,2$ ($\alpha_x = 0,1$, $\alpha_0 = i 0,1$). Волновые числа, соответствующие этим частотам, принимают значения $\alpha_1 = 0,312 - i 0,005$ и $\alpha_2 = 0,558 - i 0,008$. При $l = 3$ обе волны гасятся комбинацией (4.3) четырех неровностей с амплитудами $c_1 = 0,493$, $c_2 = 0,267$, $c_3 = 0,439$, $c_4 = 0,330$ (результатирующая неровность изображена на фиг. 3 штриховой линией). На фиг. 4 и 5 приведены графики функции $\tau_3(x)$, иллюстрирующие процесс подавления волн с частотами ω_1 и ω_2 соответственно (вещественная часть — сплошная линия, мнимая — штриховая). Как показывают результаты вычислений, вверх по потоку от неровности рассчитанной формы эта функция действительно имеет вид волн $\exp(i\alpha_1 x)$ и $i \exp(i\alpha_2 x)$; вниз по потоку возмущения быстро затухают.

Предположим теперь, что колебания крыла характеризуются непрерывным спектром частот. В этом случае условие подавления (4.1) определяет величину фурье-образа $f^*(k)$ формы неровности вдоль контура $C = \{k : k = \alpha(\omega, R), 0 < \omega < \infty\}$. Обозначим посредством C' контур, зеркально-симметричный C относительно мнимой оси $\operatorname{Re} k = 0$. Пусть в симметричных точках контуров C и C' функция f^* принимает комплексно-сопряженные значения. Если предположить, что определенная таким образом функция f^* аналитична в области, ограниченной действительной осью $\operatorname{Im} k = 0$ и контурами C , C' , то искомая форма неровности, подавляющая весь пакет волн неустойчивости, может быть восстановлена по формуле

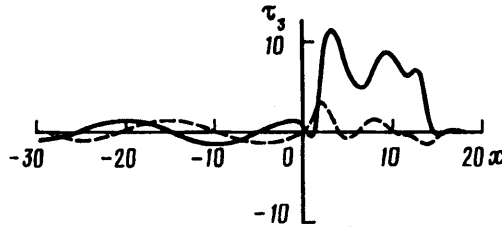
$$f(x) = \pi^{-1} \operatorname{Re} \oint_C f^*(k) \exp(ikx) dk$$

где интегрирование производится в направлении возрастания ω .

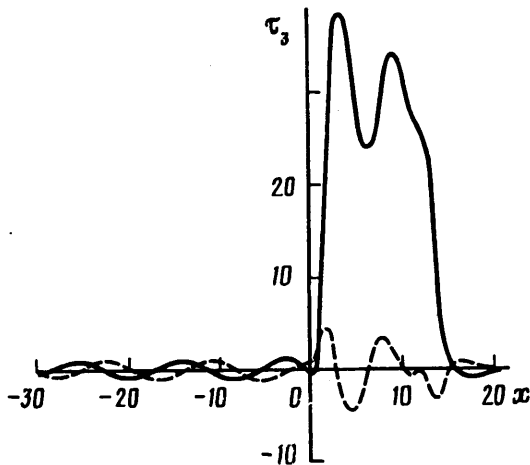
Построенная таким способом функция f может довольно медленно затухать при $x \rightarrow \pm \infty$, что вступает в противоречие с принятым ранее предположением о продольной однородности основного течения в рассматриваемой области. Заметим, однако, что для ламинаризации течения в пограничном слое нет необходимости в подавлении волн Толлмина — Шлихтинга всех частот, достаточно ограничиться диапазоном, которому соответствуют наиболее «опасные» частоты, например неустойчивой областью. В этом случае при восстановлении функции f по фурье-образу можно использовать участок контура C , соответствующий



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

неустойчивому диапазону частот ($\text{Im } \alpha(\omega, R) \leq 0$), а остальное интегрирование производить вдоль оси $\text{Im } k = 0$, подбирая величины фурье-гармоник таким образом, чтобы сделать неровность более компактной.

В заключение подчеркнем, что описанными выше способами можно подавлять не только пакет волн Толлмина — Шлихтинга, одновременно присутствующих в пограничном слое, но и одну волну неустойчивости фиксированной размерной частоты при различных скоростях набегающего потока. Форма неровности может быть также настроена на подавление наиболее неустойчивой частоты на разных режимах полета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука, 1982. 151 с.
2. Терентьев Е. Д. Линейная задача о вибраторе, совершающем гармонические колебания на закритических частотах в дозвуковом пограничном слое//ПММ. 1984. Т. 48. № 2. С. 264—272.
3. Федоров А. В. Возбуждение волн Толлмина — Шлихтинга в пограничном слое периодическим внешним воздействием, локализованным на обтекаемой поверхности//Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 6. С. 36—41.

4. Мануйлович С. В. О восприимчивости дозвукового течения к осциллирующим воздействиям, локализованным на дне пограничного слоя//Изв. АН СССР. МЖГ. 1988. № 4. С. 63—69.
5. Пилипенко А. А., Шаповалов Г. К. Влияние вибраций модели на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный//Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17. № 6. С. 41—47.
6. Белов И. А., Литвинов В. М. О возможности гашения волн Толлмина — Шлихтинга и затягивания ламинарно-турбулентного перехода на обтекаемой потоком поверхности, подверженной вибрациям: Препринт № 30. М.: ЦАГИ. 1991. 17 с.
7. Мануйлович С. В. О возможности подавления волн Толлмина — Шлихтинга, генерируемых звуком//Докл. АН СССР. 1990. Т. 313. № 2. С. 280—282.
8. Косорыгин В. С., Поляков Н. Ф. Автоструктура неустойчивых волн ламинарного пограничного слоя: Препринт № 11. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1990. 42 с.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
10. Богданова Е. В., Рыжов О. С. О возмущениях, генерируемых осцилляторами в потоке вязкой жидкости на закритических частотах//ПМТФ. 1982. № 4. С. 65—72.
11. Мануйлович С. В. Об одном методе ламинаризации пограничного слоя на вибрирующем крыле//Докл. АН СССР. 1992. Т. 322. № 1. С. 52—56.

Москва

Поступила в редакцию
24.III.1992