

**ТРЕХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ
В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ***

В рамках слабонелинейной теории устойчивости рассмотрено взаимодействие возмущений в гиперзвуковом пограничном слое. Установлено, что нелинейное взаимодействие в гиперзвуковом пограничном слое возможно, оно осуществляется между волнами разной природы (акустическими и вихревыми) в режиме параметрического резонанса. Подобное взаимодействие проходит более интенсивно для трехмерных вихревых волн. Волной накачки выступает плоская акустическая волна, которая нарастает значительно интенсивней по сравнению с трехмерной. Существуют пороговые значения интенсивностей начала нелинейных взаимодействий и пороговые значения начала взрывного роста. Можно ожидать, что нелинейные взаимодействия вихревых волн, которые осуществляются в широком частотном диапазоне, могут привести к пакетному нарастанию волн Толлмина – Шлихтинга.

Ключевые слова: гиперзвуковой пограничный слой, гидродинамическая устойчивость, ламинарно-турбулентный переход.

Введение

Экспериментальные исследования ламинарно-турбулентного перехода при невысоких скоростях потока показали, что существует несколько сценариев перехода к турбулентности. Отчетливо выявлены разные нелинейные стадии, сопровождающие зону перехода. Одним из наиболее типичных и часто реализуемых начальных стадий нелинейности является субгармонический трехволновый резонанс. Не останавливаясь на подробном перечислении работ по дозвуковому пограничному слою, укажем на обзоры, приведенные в [1; 2].

Для сверхзвуковых потоков подобный анализ только начался, и это во многом стало возможным благодаря экспериментальным исследованиям [3; 4]. Разработанная техника введения в поток контролируемых возмущений позволила проводить экспериментальные исследования предтурбулентных состояний сверхзвуковых пограничных слоев и стимулировала построение их теоретических моделей [5–7]. Понимание природы физических процессов, сопутствующих нелинейной эволюции неустойчивых возмущений в сверх-

звуковых пограничных слоях, помимо важного фундаментального значения для данного типа потока создает необходимую основу перехода к гиперзвуковым скоростям.

В случае течения сжимаемого газа теоретические исследования осложняются необходимостью учета возмущений температуры и плотности. При высоких числах Маха помимо собственных колебаний – бегущих волн Толлмина – Шлихтинга вихревой природы (волны Т–Ш, или возмущения первой моды) – появляются неустойчивые возмущения, связанные с возбуждением акустических мод, из которых наиболее неустойчивой является вторая мода [8].

В данной работе в рамках слабонелинейной теории устойчивости проведено теоретическое исследование возможности реализации трехволновых взаимодействий в гиперзвуковом пограничном слое при числе Маха потока, превышающем $M_\infty = 5$.

Основные работы по экспериментальному изучению данного вопроса [9; 10] проведены в гиперзвуковой аэродинамической трубе Т-326 Института теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН. Пока-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 08-01-00038а) и Научной школы 454.2008.1.

зано, что при введении в поток контролируемых возмущений вслед за линейной стадией развития возмущений зафиксирована стадия нелинейного взаимодействия в трехволновых системах. Биспектральными методами выявлено, что среди этих активно взаимодействующих возмущений выделяются несколько триплетов. Первый из них составлен из волны второй моды с частотным параметром F_{II} и пары волн первой моды на субгармонической половинной частоте (частотный параметр $F_{I/2}$). Второй триплет связывает эту же компоненту второй моды на F_{II} и наиболее сильно нарастающую компоненту первой вихревой моды на F_I , а также некоторую промежуточную волну на разностной частоте с частотным параметром $F_{II} - F_I$. Вниз по потоку начальные взаимодействующие частоты могут изменяться по величине (как правило, уменьшаться), но состав обнаруженных триплетов сохраняется. Очень скоро нелинейность приводит к быстрой турбулизации пограничного слоя и установлению переходного режима.

Эксперименты [9; 10] проведены на конусе с углом полураствора $\sim 7^\circ$ на твердой и пористой поверхностях при введении контролируемых возмущений на частоте, близкой к частоте максимального усиления для второй моды $f \approx 275$ кГц при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 5,95$ и единичном числе Рейнольдса $Re_1 / m = 12,5 \cdot 10^6$.

Эти параметры экспериментов являлись отправными при численном моделировании. В данной работе приведены расчеты только для твердой поверхности.

Основные соотношения и методы решения

Основные положения нелинейной модели взаимодействия в трехволновых резонансных системах для сжимаемых пограничных слоев подробно изложены в [5–7]. Приведем некоторые необходимые положения. Обозначим через ε масштаб пульсационного поля ($\varepsilon \ll 1$). Рассматриваются возмущенное поле скоростей, плотности, давления и температуры сжимаемого газа

$$\bar{u} = |U(Y) + \varepsilon u', \varepsilon v', \varepsilon w'|, \quad \rho(Y) + \varepsilon \rho',$$

$$P(Y) + \varepsilon p', \quad T(Y) + \varepsilon \Theta', \quad p' / P = \zeta' / \rho + \Theta' / T$$

в безразмерной декартовой системе координат $X, Y, Z = (x, y, z) / \delta$, где $\delta = (v_e x / U_e)^{1/2}$ – характерный масштаб; e – индекс параметров на внешней границе пограничного слоя. Величины со штрихами и без штрихов – пульсационные и средние компоненты соответствующих величин. Решение строится с помощью разложения по малому параметру ε и двухмасштабного разложения продольной координаты. Помимо «быстрого» масштаба X вводится «медленный» масштаб $\xi = \varepsilon X$, что обосновывается большой разницей между скоростями изменения фазы и амплитуды возмущений.

Волновые решения ищутся в виде

$$(\bar{Z})'_j = A_j(\xi) (\bar{Z})_j^0(Y) \exp(i\theta_j) + k.c. + \varepsilon \bar{Z}_j^1 + \dots, \quad j = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где $\bar{Z}' = |u', v', w', p', \Theta'|$ – собственные амплитудные функции продольной, нормальной и трансверсальной компонент волновых скоростей, возмущения давления и температуры; A – медленно меняющаяся амплитуда; $k.c.$ – комплексно-сопряженные величины; $\theta = \alpha X + \beta Z - \omega t$, $\alpha = \alpha_r + \alpha_i$, $\alpha_i < 0$ – инкремент; вещественная частота $\omega = 2\pi f$; волновые числа α , β и частота связаны дисперсионным соотношением $\alpha = \alpha(\omega, \beta)$ по линейной теории.

Из полной системы уравнений движения и сохранения для сжимаемого газа [8] в рамках слаборелинейной теории для вектора функции \bar{Z} получаем следующую исходную рекуррентную систему для возмущений [5; 7]:

$$\begin{aligned} \varepsilon \left\{ \sum_{j=1}^n e^{i\theta_j} [L(\bar{Z}_j^0) + \partial L(\bar{Z}_j^0) / \partial \alpha_j \partial / \partial X + \right. \\ \left. + \partial L(\bar{Z}_j^0) / \partial \omega_j \partial / \partial t] A_j + \right. \\ \left. + \varepsilon \sum_{k,l} e^{i(\theta_k + \theta_l)} [L(\bar{Z}_{k+l}^1) + \right. \\ \left. + A_k A_l \bar{M}_{k,l}^j (\bar{Z}_j^0 \bar{Z}_{lX}^0, \dots)] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

с краевыми условиями $\{u, v, w, \Theta\} = 0$ при $Y = 0, Y = \infty$. Линейный оператор L имеет вид

$$[\rho(Gu + U_y v) + i\alpha p / (\gamma M^2) - (\mu/R) u_{yy}] \exp(i\theta) = 0,$$

$$[\rho G w + i\beta p / (\gamma M^2) - \mu/R w_{yy}] \exp(i\theta) = 0,$$

$$[\rho Gv + p_Y/(\gamma M^2)]\exp(i\theta) = 0, \quad (3)$$

$$[G\zeta + \rho_Y v + \rho(i\alpha u + v_Y + i\beta w)]\exp(i\theta) = 0,$$

$$[\rho(G\Theta + T_Y v) + (\gamma - 1)(i\alpha u + v_Y + i\beta w) - \mu\gamma/(\sigma R)\Theta_{YY}] \exp(i\theta) = 0,$$

$$\zeta = \rho(p/P - \Theta/T), \quad G = i(-\omega + \alpha U).$$

Здесь M – число Маха на внешней границе; $\gamma = c_p/c_v$ – показатель адиабаты; $\sigma = c_p \mu_e/k$ – число Прандтля; k – коэффициент теплопроводности; \bar{M} – сумма нелинейных членов исходных уравнений. При данном числе Маха толщина ламинарного пограничного слоя определяется значением $Y = 17$, а интегрирование проведено в интервале $0 \leq Y \leq Y_k$, $Y_k = 25$. Все величины обезразмерены по параметрам на внешней границе пограничного слоя; выбрана следующая нормировка собственных функций: $v(Y_k) = 1$.

В первом порядке по ε однородная система (3) является основой для нахождения собственных значений α при заданных β , ω

и числах Рейнольдса $Re_x = x/\delta$ ($R = \sqrt{Re_x}$), а также для построения собственных амплитудных функций линейных волн (1) при неопределенном A . В слабонелинейной теории указанные параметры считаются искомыми, нелинейность оказывает влияние только на амплитуду волны A .

В основе резонансной модели лежит процесс попарного взаимодействия волн в поле третьей в условиях синхронизации их фаз $\theta_j = \theta_k + \theta_l$. Во втором порядке по ε из неоднородных уравнений (2) можно найти возмущения более высокого порядка \bar{Z}^1 , а также, используя условия разрешимости, построить амплитудные уравнения для резонансных триад. Эти уравнения аналогичны системе, полученной в [11].

Выпишем эти уравнения для простой трехволновой системы j, k, l волн, как правило $j \neq k \neq l$:

$$dA_j/d\xi = -\alpha_j^i A_j + S_{k,l}^j A_k A_l \exp(i\Delta),$$

$$dA_k/d\xi = -\alpha_k^i A_k + S_{j,l}^k A_j A_l^* \exp(i\Delta),$$

$$dA_l/d\xi = -\alpha_l^i A_l + S_{j,k}^l A_j A_k^* \exp(i\Delta), \quad (4)$$

$$S_{k,l}^j = \int_0^{Y_k} \bar{Z}_j^{o+} \bar{M}_{k,l}^j dY / \int_0^{Y_k} \bar{Z}_j^{o+} (\partial L(\bar{Z}_j^o) / \partial \alpha_j) dY$$

$$\Delta = \int (\alpha_k + \alpha_l - \alpha_j)^r dX.$$

Здесь Δ – коэффициент фазовой синхронизации, в нем учитывается возможная расстройка по волновым числам в триплетях; \bar{Z}^{0+} – решения сопряженной к (3) системы уравнений.

Реальные распределения неустойчивых волн на частотах, соответствующих второй моде, заменялись набором дискретных составляющих, отражающих наиболее характерные значения (об этом более подробно ниже). Для каждой волновой моды безразмерный частотный параметр F , связанный с частотой зависимостью $\omega = RF$, а также приведенное безразмерное волновое число $b = \beta 10^3/R$ оставались постоянными. В работе рассмотрены как плоские (2D) волны с $\beta = 0$, так и косые трехмерные 3D волны с $\beta \neq 0$, имеющие на данной частоте максимальный инкремент.

Начальные условия для амплитуд A_j бегущих волн в (4) были получены из интенсивностей I волновых компонент в начальном сечении ξ_0 . Связь I и A выражается через расчетные значения пульсаций массовой скорости m так: $I_j(\xi_0) = A_j(\xi_0) m_j(Y_m) \exp(-\alpha_j^i \xi_0)$.

Принималось, что в Y_m значение пульсации массовой скорости m волновой компоненты второй моды максимально. Численно рассчитывалось значение средней массовой скорости $\rho U(Y_m)$ и принималось, что начальные интенсивности I_j выражались в долях ρU . Начальные значения амплитуд субгармонических волн варьировались в широких пределах.

После этих необходимых разъяснений рассмотрим полученные результаты.

Результаты и обсуждение

Эксперименты [9; 10] выполнены при числе Маха свободного потока $M_\infty = 5,95$. После косога скачка уплотнения это значение уменьшается, и на внешней границе пограничного слоя $5,30 \leq M_\infty \leq 5,35$. Измерения проводились в диапазоне $3,5 \cdot 10^7 \leq Re_x \leq 5,3 \cdot 10^7$. В экспериментах температура торможения была постоянной и составляла 390 К, $\gamma = 1,4$, число Прандтля $\sigma = 0,72$. Эти же параметры использованы при моделировании.

Рассмотрены два варианта задачи – развитие возмущений на пластине и на конусе. Остановимся на этом подробнее.

Как известно, толщины пограничных слоев на пластине и конусе будут одинаковыми при разных значениях продольной координаты, причем $x^{pl} = x^k/3$. Поэтому в безразмерном виде на пластине $\partial/\partial\xi = 1/2 \cdot \partial/\partial Re$, а на конусе $\partial/\partial\xi = 1/6 \cdot \partial/\partial Re$.

Оказывается, наличие этих разных коэффициентов в правых частях (4) может существенно повлиять на характер нелинейного роста амплитуд в этих случаях. Система (4) решалась для $1080 \leq R \leq 1400$, что несколько меньше диапазона измерений [9].

На рис. 1 приведены инкременты $-\alpha_i$ линейных двумерных волн с $b = 0$ и $M = 5,35$ по (3) в зависимости от значения частотного параметра F для $R = 800, 1080, 1210$ и 1320 (цифры 1–4). Максимальные значения $-\alpha_i$ в области больших F соответствуют второй моде. Второй максимум в области меньших F соответствует первой вихревой моде – волнам Т–Ш. Из рисунка ясно видно, что линейные степени роста волн второй моды значительно превышают соответствующие значения волн первой моды. С ростом R происходит сдвиг максимального значения $-\alpha_i$ в область меньших частотных параметров F , некоторый рост этого максимума и, наконец, уменьшение частотной области по F этой моды. Максимальное $-\alpha_i$ для двумерных волн Т–Ш меняется очень мало, оно расположено около $F = 0,59 \cdot 10^{-4}$ для всех R .

Для волн этих мод также отличаются значения фазовых скоростей (для первой моды $c_{II} \approx 0,88$, для второй $c_{II} \approx 0,92$) и местоположение максимального значения пульсации массовой скорости m – для второй моды он расположен бли-

же к внешней границе пограничного слоя (при $Y \approx 16$). по сравнению с максимумом первой моды ($Y \approx 12$).

Укажем еще на одно важное обстоятельство – сильную зависимость инкрементов второй моды от числа Маха. На рис. 1 штриховой линией показаны значения $-\alpha_i$ для $M = 5,30$ ($R = 1080$), изменение параметра всего на 1% сильно влияет на значение инкремента для некоторых фиксированных частотных параметров F . Это было принято во внимание при моделировании и выборе F второй моды.

Сравнение, представленное в [10; 12], показывает, что для пограничного слоя на конусе расчетные значения степеней усиления для второй моды приблизительно в 2 раза превышают экспериментальные инкременты. В работах также указывается, что расчетные инкременты первой моды несколько выше экспериментальных. Это надо учитывать при моделировании. Для пластины подобных данных нет.

На следующем графике (рис. 2) представлено сравнение степеней усиления $-\alpha_i$ плоских ($b = 0$) и трехмерных волн ($b \neq 0$) при $M = 5,35$, $R = 1080$ первой (кривая 1 для $F = 0,675 \cdot 10^{-4}$) и второй (кривая 2 для $F = 1,35 \cdot 10^{-4}$) мод. Ясно видно, что для первой моды инкременты трехмерных 3D компонент превосходят инкременты двумерной 2D компоненты, максимум $-\alpha_i$ приходится на $b = 0,14$, это значение соответствует углу наклона волнового вектора к направлению основного потока $\sim 45^\circ$, что совпадает с экспериментальными измерениями максимально опасных углов. Для волн второй моды наиболее неустойчивы плоские вол-

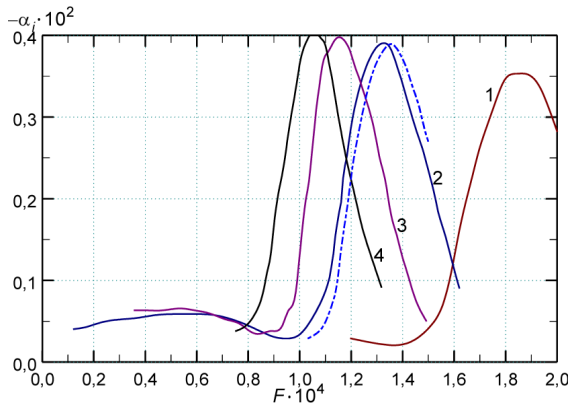


Рис. 1. Продольные коэффициенты усиления линейных волн для разных частот при числах Рейнольдса $R = 800, 1080, 1210, 1320$ (цифры 1–4)

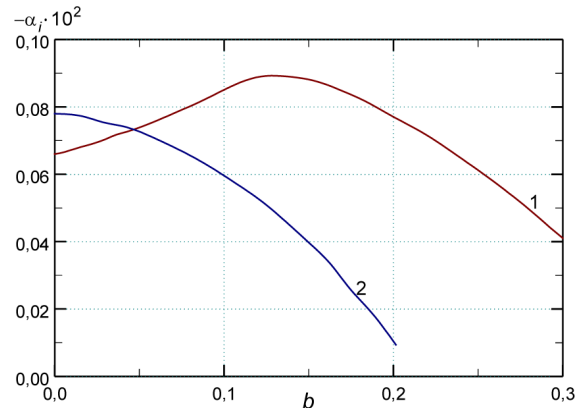


Рис. 2. Зависимость линейных инкрементов $-\alpha_i$ бегущих волн Т–Ш (1) при $F = 0,675 \cdot 10^{-4}$ и волн второй моды (2) при $F_{II} = 1,35 \cdot 10^{-4}$ от волнового параметра b при $R = 1080$ и $M = 5,35$

ны ($b = 0$). Такие соотношения наблюдаются для всех частот и чисел Рейнольдса.

Полезно проанализировать распределения нелинейных коэффициентов взаимодействия в (4) для триплетов в рамках рассматриваемой модели. На рис. 3 представлены модули коэффициентов $|S(R)|$ первого из рассмотренных триплетов для указанных выше чисел Маха и Рейнольдса – между плоской волной второй моды (гармоника с $F_{II} = 1,35 \cdot 10^{-4}$) и ее субгармониками – вихревыми волнами первой моды (с $F_{II/2} = 0,675 \cdot 10^{-4}$), эти волны могут быть как плоскими с $b = 0$ (сплошные кривые на рисунке), так и трехмерными с $b = 0,14$ (штриховые линии). Цифрой 1 обозначены коэффициенты для гармоники ($|S_{2,3}^1|$), цифрой 2 – коэффициенты для субгармоник,

причем $|S_{1,3}^2| = |S_{1,2}^3|$. Становится ясно, что в подобных триплетах нелинейное взаимодействие может способствовать выделению трехмерных субгармонических волн, для которых нелинейные коэффициенты на порядок больше, чем для плоских волн, а само взаимодействие возрастает вниз по потоку. Для гармоники второй моды, напротив, взаимодействие убывает с ростом R и не слишком зависит от размерности субгармонических компонент первой моды.

Сделаем очень важное замечание. Для второго типа триплетов – между гармоникой второй моды на F_{II} и волнами первой моды (компонентой с максимальным инкрементом F_I и компонентой на разностной частоте $F_{II} - F_I$), установлено, что не существует большого различия

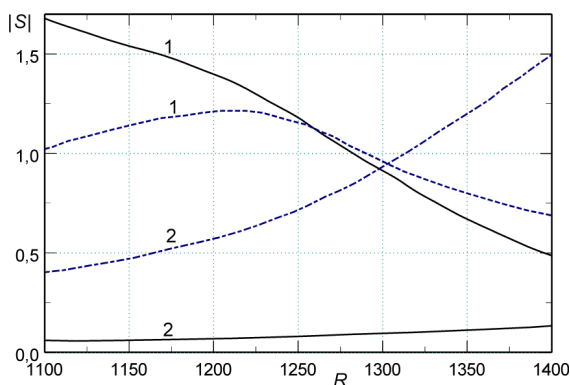


Рис. 3. Коэффициенты взаимодействия 2D (сплошные линии) и 3D (штриховые линии) вихревых возмущений для волны второй моды при $F_{II} = 1,35 \cdot 10^{-4}$ (1) и ее субгармоник (2), $R = 1\ 080$ и $M = 5,35$

ни в значениях инкрементов, ни и в значениях нелинейных коэффициентов по сравнению с разобранным выше случаем, а потому при равных начальных интенсивностях продольная динамика их совершенно аналогична динамике субгармонических волн. Это позволяет сделать вывод, что в потоке существуют равные возможности реализации данных триплетов. Установив это, можно не иллюстрировать эволюцию второго триплета.

После выявления этих определяющих особенностей были рассмотрены нелинейные взаимодействия по (4). Представим результаты для первого типа триплетов – между гармоникой и субгармониками для пограничных слоев на пластине и конусе.

1. Пограничный слой на пластине. Расчеты проделаны для пяти значений частотного параметра $F_{II} = (1,35; 1,30; 1,25; 1,20; 1,10) \cdot 10^{-4}$ из области существования колебаний второй моды при начальном R . При первом F инкременты волн (см. рис. 1), а следовательно, и их интенсивности (рис. 4) уменьшаются с ростом R , такие волны можно рассматривать как затухающие вниз по потоку. При последнем F инкременты и интенсивности нарастают, а для остальных значений F существуют области роста и области затухания разной протяженности.

Установлено, что нелинейное взаимодействие осуществляется в режиме параметрической накачки. В этом случае присутствует возмущение первичной неустойчивой волны, которое развивается по собственному линейному закону, а когда его амплитуда (или интенсивность) достигает порогового значения,

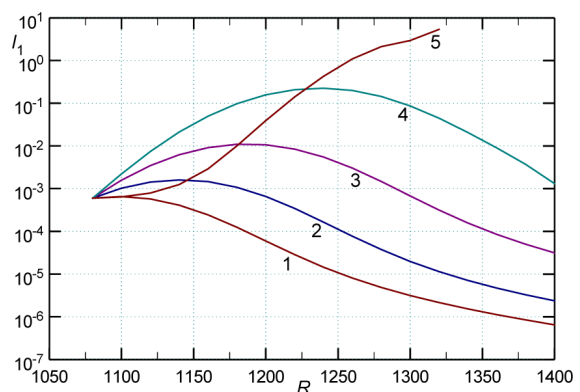


Рис. 4. Продольная эволюция неустойчивой волны второй моды для $F_{II} = (1,35; 1,30; 1,25; 1,20; 1,10) \cdot 10^{-4}$ (кривые 1–5)

начинается возбуждение субгармонических составляющих. Естественно, что первыми возбуждаются субгармоники с максимальными инкрементами – трехмерные косые волны.

На рис. 4 показано как эволюционируют вниз по потоку волны второй моды при разных F , имеющие одинаковые начальные интенсивности. Начальная интенсивность I_{II} выбрана в 0,1 % от среднего ρU . Это меньше порогового значения начала нелинейного взаимодействия, которое определяется значением 0,5 % от среднего ρU , но выбрано таким образом, что позволяет показать ход амплитуд на всех частотах.

На рис. 5 показаны зависимости интенсивностей субгармонических компонент $I_{II/2}$ от чисел Рейнольдса R для трех значений частотного параметра $F_{II} = (1,35; 1,30; 1,25) \cdot 10^{-4}$. Начальные $I_{II/2}$ несколько меньше начального I_{II} . Оказалось, что для двух первых F (сплошные линии 1 и 2), при такой начальной интенсивности волны накачки I_{II} второй моды, нелинейные взаимодействия приводят лишь к незначительному повышению интенсивности субгармонической компоненты $I_{II/2}$ – всего на 1–5 % от линейных величин, поэтому графически линейные и нелинейные интенсивности совпадают. Более ощутимо влияние нелинейности для $F_{II} = 1,25 \cdot 10^{-4}$ (кривые 3), здесь нелинейные интенсивности (сплошная кривая) превышают линейные (штриховая) на 10–15 %.

Совсем другой характер продольной эволюции $I_{II/2}$ для частотных параметров $F_{II} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ и $F_{II} = 1,1 \cdot 10^{-4}$ (кривые 4 и 5 на рис. 6). Здесь ясно видно, что волна накачки

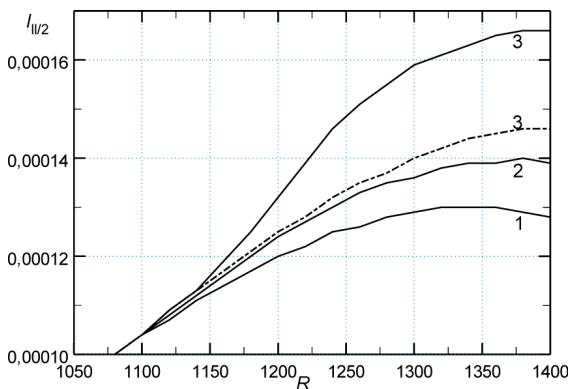


Рис. 5. Нелинейные интенсивности субгармоник для частот $F_{II} = (1,35; 1,30; 1,25) \cdot 10^{-4}$ (кривые 1–3). Штриховые линии – линейные интенсивности

достигает некоторых пороговых значений и нелинейное взаимодействие приводит к взрывному нарастанию интенсивности субгармоники. Сопоставив их с данными рис. 4, можно установить величину этого значения – около 2 % от средней массовой скорости. На рисунке сплошные и штриховые линии соответствуют нелинейным и линейным значениям.

Суммируя вышеизложенное, можно утверждать, что нелинейное взаимодействие в гиперзвуковом пограничном слое на пластине возможно, оно осуществляется между волнами разной природы (акустическими и вихревыми) в режиме параметрического резонанса. Подобное взаимодействие проходит более интенсивно для трехмерных вихревых волн. Волной накачки при этом выступает плоская акустическая волна, которая нарастает значительно интенсивней по сравнению с трехмерной. Существуют пороговые значения интенсивностей начала нелинейных взаимодействий и пороговые значения начала взрывного роста, хотя пока трудно установить их точные границы. Также можно ожидать, что нелинейные взаимодействия для вихревых волн, которые осуществляются в широком частотном диапазоне, могут привести к пакетному нарастанию волн Толлмина – Шлихтинга.

2. Пограничный слой на конусе. Основные эксперименты [9; 10], стимулирующие данную работу, проведены в пограничном слое на конусе. Следовало, естественно, ожидать, что именно этому случаю будет уделяться наибольшее внимание при моделировании. Но оказалось, что основная разница в характере нелинейности заключается только в более ин-

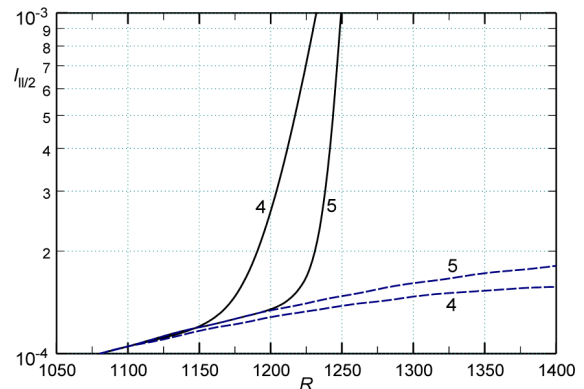


Рис. 6. Нелинейные интенсивности субгармоник для частот $F_{II} = (1,2; 1,1) \cdot 10^{-4}$ (кривые 4, 5). Штриховые линии – линейные интенсивности

тенсивном росте возмущений в пограничном слое на конусе. Поэтому все выводы, приведенные выше для пограничного слоя на пластине, справедливы и для этого случая. Если перейти к рассмотрению процессов в реальных числах Рейнольдса Re_x , построенных по продольной координате, то можно сделать вывод, что нелинейность в пограничном слое на конусе позже начинается и раньше заканчивается по сравнению с пограничным слоем на пластине.

Список литературы

1. Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука, 1999. 1000 с.
2. Kachanov Yu. S. Physical mechanisms of laminar-boundary-layer transition // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1994. Vol. 26. P. 411–482.
3. Kosinov A. D., Semionov N. V., Shevelkov S. G. Investigation of supersonic boundary layer stability and transition using controlled disturbances // *International Conference on Methods of Aerophysical Research.* Novosibirsk. 1994. Pt. 2. P. 159–166.
4. 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. Т. 38, № 2. С. 107–114.
5. Гапонов С. А., Масленникова И. И. Субгармоническая неустойчивость сверхзвукового пограничного слоя // *Теплофизика и аэромеханика.* 1997. Т. 4, № 1. С. 3–12.
6. Tumin A. Nonlinear interaction of wave trains in a supersonic boundary layer // *Phys. Fluids.* 1996. Vol. 8. No. 9.
7. Гапонов С. А., Терехова Н. М. Эволюция возмущений повышенной интенсивности в сверхзвуковом пограничном слое // *Аэромеханика и газовая динамика.* 2003. № 1. С. 28–38.
8. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1980.
9. Bountin D. A., Shplyuk A. N., Maslov A. A., Chokani N. Nonlinear aspects of hypersonic boundary layer stability on a porous surface // *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit,* 5–8 January 2004. Reno, NV, 2004.
10. Бунтин Д. А. Исследование нелинейных механизмов начальной стадии ламинарно-турбулентного перехода гиперзвукового пограничного слоя: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2005.
11. Зельман М. Б. О нелинейном развитии возмущений в плоскопараллельных течениях типа пограничного слоя // *Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.* 1974. Вып. 3. С. 16–21.
12. Fedorov A., Shplyuk A., Maslov A., Burov E., Malmuth N. Stabilization of a hypersonic boundary layer using an ultrasonically absorptive coating // *J. Fluid Mech.* 2003. Vol. 479. P. 99–124.

Материал поступил в редколлегию 24.04.2008

S. A. Gaponov, N. M. Terechova, B. V. Smorodsky

THREE WAVES INTERACTION OF DISTURBANCED IN THE HYPERSONIC BOUNDARY LAYER

In frames of the weakly nonlinear stability theory a disturbances interaction in a hypersonic boundary layer is considered. It is established that nonlinear interaction in a hypersonic boundary layer is probably, it is carried out between waves of the different nature (acoustical and vortical) in a parametric resonance regime. For three-dimensional vortical waves similar interaction is more intensively. The plane acoustical wave which increases more intensively in comparison with the three-dimensional is the pumping wave. There are intensity threshold values of the nonlinear interaction beginning and threshold values of the explosive growth beginning. It is possible to expect, that nonlinear interactions for vortical waves which are carried out in wide frequency band can lead to a package growth of Tollmien-Schlichting waves.

Keywords: hypersonic boundary layer, hydrodynamic stability, laminar-turbulent transition.