

Н. А. Желтухин, Н. М. Терехова

РЕЗОНАНСНОЕ РАЗВИТИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ
В СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

Динамика развития возмущений вниз по потоку в расчетной сверхзвуковой струе до сих пор остается задачей почти не изученной, несмотря на то что самое беглое знакомство с имеющимся фактическим материалом позволяет сделать вывод о существовании интересного и многообразного явления, которое можно попытаться объяснить в рамках слабонелинейной теории гидродинамической устойчивости.

Известно, что в струе реализуется широкий спектр неустойчивостей, неизбежно оказывающих воздействие друг на друга. Так, у корня струи, где характеристики потока определяют одномерной геометрией, реализуется двумерная пространственная неустойчивость. Далее на амплитудно-частотных спектрах пульсаций возникают (или преобразуются в них) такие возмущения, для которых наличие радиуса кривизны потока является фактором определяющим и которые должны быть рассмотрены в классе цилиндрических волн. Среди этих возмущений типа моды струйного столба идентифицируются осесимметричные (азимутальное число $n = 0$) и азимутальные волны, принимающие вид простых ($n = \pm 1$), двойных ($n = \pm 2$) и высших спиралей. Как правило, в потоке реализуются спирали низшей моды, причем на ранних этапах эволюции левые ($n = +1$) и правые ($n = -1$) спирали синхронизируются по амплитуде и фазе, образуя колебания машущего (или махового) типа.

Специфика течения в сверхзвуковой струе такова, что развитие возмущений в ней осуществляется на фоне мелкомасштабной турбулентности и не вызывает сомнения факт, что на определенном этапе крупномасштабные колебания могут быть связаны с этим фоном. Не исключено существование среди возмущений таких, у которых групповые скорости будут отрицательными, что позволяет им замыкать обратные связи и индуцировать развитие колебаний у корня струи. Появившиеся недавно данные о существовании в начальных участках струй продольно-вихревых дорожек требуют также включения последних в качестве гипотетических затравочных объектов вплоть до получения веских доказательств непричастности их к динамике бегущих волн.

Наиболее важны, несомненно, колебания типа моды струйного столба. Они энергонесущи и прослеживаются на больших продольных масштабах. Все полученные с помощью термоанемометра данные об эволюции волн связаны именно с такими возмущениями. Анализ спектрограмм [1] показывает, что в амплитудно-частотном спектре пульсаций на начальном участке наблюдаются два пика преобладающих частот в относительно узком диапазоне чисел Струхала, причем соотношение частот в этих пиках близко к 1 : 2. Близ среза сопла преобладают пульсации на меньшей частоте, при удалении от него интенсивности колебаний в пиках сначала выравниваются, а затем начинают преобладать колебания на большей частоте. Далее вниз по потоку начинаются сильнонелинейные процессы, приводящие к расширению спектра и слиянию детерминированных пиков. Такой характер развития возмущений наблюдается в широком диапазоне чисел Маха (от 1,4 до 3). Вопрос же о типе возмущения в каждом таком пике пока остается открытым и однозначного ответа на него не получено.

В настоящей работе рассмотрен участок, который можно отнести к началу нелинейных воздействий, а именно: здесь появляются и эволюционируют колебания в виде двух неслившихся пиков. Из всех существующих механизмов взаимодействия волн на кратных частотах самой

простой и достаточно конструктивной является модель трехволновой резонансной системы, осуществляющей нелинейные взаимодействия, минимальные по порядку малости по отношению к исходным линейным процессам. Изучение взаимодействия такого типа, начатое в [2], успешно продолжено и применено для объяснения стадий перехода в дозвуковых пограничных слоях [3, 4] и течения Пуазейля [5]. Поэтому поиск возможных условий реализации резонансных механизмов в развитии волновых процессов в струях является логичной и оправданной апробацией эффективной модели, адекватной динамике этого процесса в широком классе гидродинамических течений.

Основная идея применения слабонелинейного подхода в задачах устойчивости заключается в решении модельных уравнений, описывающих поведение амплитуд волн во времени и пространстве. Это дает возможность качественно оценить характер поведения величины, в линейных задачах остающейся не определенной, и внести поправку в ход эволюции возмущений. Применительно к модам струйного столба резонансный триплет должен состоять из осесимметричной моды (аналог плоской волны, гармоники на большей частоте) и пары азимутальных колебаний (правая и левая спирали одного порядка по n на меньшей частоте). Эта пара является аналогом косых волн (субгармоник) в пограничных слоях.

Заметим, что свободные течения струйного типа имеют свою специфику, связанную с наличием точки перегиба в профиле скорости. Так как нарушаются многие соотношения, важные в вязких полуограниченных потоках, в частности соотношения между вязкими и нелинейными членами, снимаются многие ограничения на значения предельных амплитуд, рассмотрение которых возможно в рамках слабонелинейной теории (распределения массовых скоростей [1] показали, что форма пульсаций хорошо следует линейной теории даже тогда, когда величина их больше 10 %, что в несколько раз превышает предел линейности в свободных течениях со сдвигом при дозвуковых скоростях), включаются эффекты сжимаемости, приходится сделать вывод, что еще не вполне ясны критерии, при которых нелинейные процессы могут конкурировать с линейными, и процесс численного моделирования, поиск аналогов в экспериментальных исследованиях и нахождение на основе этого таких критериев представляются оптимальным путем изучения поставленных задач.

1. Основные уравнения. Рассмотрим динамику волнового процесса в сжимаемом нетеплопроводном газе, истекающем из круглого сопла радиуса \bar{r}_0 на расчетном режиме при выходном значении скорости \bar{W}_0 (характерные параметры). Поле скоростей в пренебрежении расширением струи в поперечном направлении представим в виде $\mathbf{u} = \{\varepsilon u', \varepsilon v', W + \varepsilon w'\}$ (u', v', w' — поперечная, азимутальная и продольная составляющие пульсационного поля в радиальном r , азимутальном φ и продольном z направлениях, W — продольная компонента осредненной скорости).

На начальном участке струи в слое смешения δ безразмерный профиль W описывается аппроксимационной функцией $W(r) = \exp(-0,693714\eta^2)$ ($\eta = 2(r - r_n)/\delta$ — автомодельная переменная, связывающая текущую поперечную координату r с началом слоя смешения $r_n = 1 - \delta/2$). Остается добавить, что пространственная привязка $z(\delta)$ определялась по формуле Абрамовича [6] $z = \delta/b(M)$ при $b = 0,2281$, $M = 1,5$ (M — число Маха на срезе сопла).

Система линеаризованных уравнений Эйлера для возмущений имеет вид

$$\begin{aligned} (1.1) \quad & \varepsilon(u'_t + Wu'_z + p'_r/\rho_0) + \varepsilon^2 d_1 = 0, \quad \varepsilon(v'_t + Wv'_z + p'_\varphi/\rho_0 r) + \varepsilon^2 d_2 = 0, \\ & \varepsilon(w'_t + Ww'_z + W_r u' + p'_z/\rho_0) + \varepsilon^2 d_3 = 0, \\ & \varepsilon[(p'_t + Wp'_z)/a_0^2 + \rho_0(u'_r + v'_\varphi/r + w'_z + u'/r)] + \varepsilon^2 d_4 = 0, \\ & \rho_0 = [(\kappa - 1)/2] M^2 (1 - W^2) + 1)^{-1}, \quad a_0^2 = (\rho_0 M^2)^{-1}, \end{aligned}$$

где квадратичные по порядку малости члены даются выражениями

$$\begin{aligned}d_1 &= u'u'_r + u'_\varphi v'/r + w'u'_z - v'^2/r - p'_r \rho'/\rho_0^2, \\d_2 &= u'v'_r + v'_\varphi v'/r + w'v'_z + u'v'/r - p'_\varphi \rho'/r\rho_0^2, \\d_3 &= u'w'_r + w'_\varphi v'/r + w'w'_z - p'_z \rho'/\rho_0^2, \\d_4 &= [(\rho'/\rho_0 - p'/p)(p'_r + Wp'_z) + (u'p'_r + p'_\varphi v'/r + w'p'_z)]/a_0^2 + \\&+ \rho'(u'_r + v'_\varphi/r + w'_z + u'/r).\end{aligned}$$

Граничными условиями для возмущений являются условия ограниченности пульсационных величин во внешнем поле и ядре потока [7].

Рассмотрим резонансную систему трех волн (осесимметричной и двух синхронизованных спиральных):

$$(1.2) \quad \sum_{j=1}^3 (u', v', w', p')_j(t, r, \varphi, z, \tau, \zeta) = \sum_{j=1}^3 B_j(\tau, \zeta) \{u, v, w, p\}_j(r) e^{i\theta_j} + \\+ \text{к. с.} + \varepsilon \sum_{l=1}^3 \{\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}\}_l e^{i\Omega_l}.$$

Здесь u, v, w, p — амплитудные функции соответствующих пульсационных величин; $B_j(\tau, \zeta)$ — комплексные амплитуды волн, зависящие от медленных переменных $\tau = \varepsilon t$ и $\zeta = \varepsilon z$; к. с. — комплексно-сопряженные величины.

Фазы волн $\theta_j = \alpha_j z + n_j \varphi - \omega_j t$ в резонансной триаде связаны условиями фазового синхронизма $\theta_1 = \theta_2 + \theta_3$, что накладывает на характеристики волн условия

$$(1.3) \quad \begin{aligned}\omega_1 &= 2\omega_{2,3}, \quad \alpha_1 = 2\alpha_{2,3}, \quad n_2 = -n_3, \quad n_1 = 0, \\ \Omega_1 &= \theta_3 + \theta_2, \quad \Omega_2 = \theta_1 - \theta_3, \quad \Omega_3 = \theta_1 - \theta_2,\end{aligned}$$

где $\alpha = \alpha^r + i\alpha^i$; α^r — волновое число; α^i — декремент затухания возмущения ($\alpha^i > 0$) или инкремент его нарастания ($\alpha^i < 0$).

Подставляя (1.2) в (1.1) и приводя к одному уравнению относительно p_j , приходим к рекуррентной системе трех уравнений, связывающей амплитудные функции линейной задачи и амплитуды волн:

$$(1.4) \quad \varepsilon \left\{ \sum_{j=1}^3 e^{i\theta_j} [B_j L(p_j) + (\partial L(p_j)/\partial \alpha_j) \partial B_j / \partial z + (\partial L(p_j)/\partial \omega_j) \partial B_j / \partial t] + \right. \\ \left. + \varepsilon \sum_{l=1}^3 L(\bar{p}_l) e^{i\Omega_l} + \varepsilon \sum_{l=1}^3 D_l e^{i\Omega_l} \right\} = 0.$$

Здесь l связан с j через (1.3). Система (1.4) в первом порядке по ε определяет решение линейной задачи — это модифицированное уравнение Бесселя порядка n :

$$(1.5) \quad L(p_j) \equiv p_j'' + (1/r - \rho'_0/\rho_0 - 2F'_j/F_j) p_j' + (F_j^2/a_0^2 - \alpha_j^2 - n_j^2/r^2) p_j = 0 \\ (F_j = \alpha_j W - \omega_j, \quad F'_j = \alpha_j W'). \quad \text{Граничные условия для него подробно расписаны в [7], а штрихи — производные по } r. \text{ Известный вид } L \text{ позволяет найти частные производные } \partial L/\partial \alpha, \partial L/\partial \omega, \text{ необходимые в дальнейшем:}$$

$$\begin{aligned}\partial L(p_j)/\partial \alpha_j &= 2 [p'_j W' \omega_j / F_j^2 + p_j (F_j W / a_0^2 - \alpha_j)], \\ \partial L(p_j)/\partial \omega_j &= -2 (p'_j \alpha_j W' / F_j^2 + p_j F_j / a_0^2)\end{aligned}$$

(D_l — нелинейный коэффициент связи линейных волн:

$$D = (d'_1 + (1/r - 2F'/F) d_1 + in/r d_2 + i\alpha d_3 - iF/\rho_0 d_4) \rho_0).$$

Во втором порядке по ε приходим к уравнениям для возмущений второ-

го порядка малости:

$$\sum_{l=1}^3 L(\bar{p}_l e^{i\Omega_l}) = - \sum_{j=1}^3 e^{i\theta_j} ((\partial B_j / \partial \zeta) \partial L(p_j) / \partial \alpha_j + (\partial B_j / \partial \tau) \partial L(p_j) / \partial \omega_j) - \sum_{l=1}^3 e^{i\Omega_l} D_l.$$

Как известно, решения для \bar{p}_l существуют при условии ортогональности правых частей этих уравнений к решению соответствующих сопряженных линейных задач, что приводит к системе

$$\sum_{j=1}^3 \left((\partial B_j / \partial \zeta) \int_0^{\infty} r_j^+ (\partial L(p_j) / \partial \alpha_j) dr + (\partial B_j / \partial \tau) \int_0^{\infty} p_j^+ (\partial L(p_j) / \partial \omega_j) dr \right) + \sum_{j=1}^3 \int_0^{\infty} p_j^+ D_l dr = 0,$$

где p_j^+ — решение линейного уравнения, сопряженного к (1.5):

$$p_j^{++} - (1/r - \rho'_0 / \rho_0 - 2F'_j / F_j) p_j^{++} - [(1/r - \rho'_0 / \rho_0 - 2F'_j / F_j)' - (F_j^2 / a_0^2 - \alpha_j^2 - n_j^2 / r^2)] p_j^+ = 0.$$

Это уравнение, родственное уравнению Бесселя, не представляет труда решить.

Система исходных амплитудных уравнений для $A_j = B_j e^{\gamma_j t}$ имеет вид [3]

$$(1.6) \quad dA_j / dt = \gamma_j A_j + \varepsilon \partial A_j / \partial \tau$$

(γ_j — линейный инкремент при временном росте колебаний). Основной задачей для струи является нахождение пространственного закона развития амплитуды. Переход от временного к искомому росту осуществляется через групповую скорость, которая, как показано в [4], может быть с достаточной точностью получена из выражения

$$V = \int p^+ (\partial L(p) / \partial \alpha) dr \left/ \int p^+ (\partial L(p) / \partial \omega) dr \right.,$$

в котором осуществлен предельный переход под знаком интеграла, а $\gamma = -V\alpha'$. Систему (1.6), описывающую пространственную эволюцию амплитуд исходного триплета, запишем как

$$(1.7) \quad \partial A_j / \partial z = -\alpha_j^i A_j - h \int_0^{\infty} p_j^+ D_l dr \left/ \int_0^{\infty} p_j^+ (\partial L(p_j) / \partial \alpha_j) dr \right..$$

Здесь для удобства физической интерпретации результатов введем тригонометрическую форму записи для комплексных амплитуд

$$A_j = a_j e^{i\psi_j} \quad (a_j = |A_j|, \quad \psi_j = \arctg(A_j^i / A_j^r))$$

и будем решать (1.7) относительно абсолютной величины амплитуды a_j и суммарной фазы $\Phi = \psi_1 - \psi_2 - \psi_3$, характеризующей взаимную ориентацию волновых амплитуд; h — это коэффициент резонансной связи, учитывающий степень фазовой расстройки резонансной системы. Начальные значения a_j определялись интенсивностью взаимодействующих волн $I_j = [(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle + \langle w'^2 \rangle) / 3]^{1/2} \equiv B_j T_j \exp(-\alpha_j^i z)$ (T_j — максимальная среднеквадратичная величина пульсаций по поперечной координате). Отсюда рассчитывается продольное распределение амплитуды линейной волны $a_{j \text{ лин}}(z) = B_j(z_0) \exp(-\alpha_j^i z)$.

2. Результаты и их обсуждение. Представленные расчеты соответствуют $M = 1,5$ и следующей паре резонансных частот: $Sh_1 = 0,25$ (осесимметричная волна) и $Sh_2 = 0,125$ (спиральные волны), что согласует-

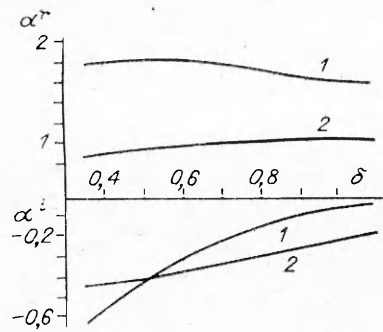


Рис. 1

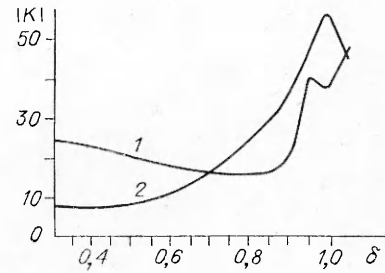


Рис. 2

ся с [1], где для $M = 1,4$ выявлена преобладающая частота на $Sh = 0,2475$. Здесь акустическое число Струхала (число Гельмгольца) построено как $Sh = 2\pi\omega\bar{r}_0/a_0$ ($a_0 = (1/M^2 + (\kappa - 1)/2)^{1/2}$ — скорость звука вне струи). На рис. 1 приведены значения волновых чисел α^r и инкрементов α^i для этого варианта. Видно, что линейные процессы в областях достаточно значимы (большие α^i), причем продольные изменения осесимметричной волны (кривая 1) более интенсивны, чем изменения спиральных волн (кривая 2).

Оказалось, что точные условия резонанса выполняются в достаточно узкой пространственной области, что должно быть учтено разумным выбором коэффициента резонансной связи h . Оптимальный его вид можно получить из исходных уравнений, но, ввиду того что в работе была осуществлена качественная проверка возможностей реализации модели резонансного взаимодействия, выбрано модельное же представление h , некоторые варианты его заведомо расширяли область резонансных связей. Рассмотрено три вида h : $h_1 = 1 - |\Delta\alpha^r|$; $h_2 = \cos(\Delta\alpha^r z)$ (при $h_2 < 0$ принималось $h_2 = 0$); в третьем варианте, по-видимому, наиболее близком к оптимальному, задавалось предельное $\Delta\alpha^r$, при котором возможна нелинейная связь:

$$\text{при } \Delta\alpha^r \leq 0,2 \quad h_3 = \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{\Delta\alpha^r}{0,2}\right), \quad \text{при } \Delta\alpha^r > 0,2 \quad (\delta > 0,6) \quad h_3 = 0.$$

Качественных сдвигов в форме и характере взаимодействия при этом не найдено. Наиболее целесообразной формой, по-видимому, следует признать вид типа h_3 , где предельное $\Delta\alpha^r$ нужно подобрать, сообразуясь с опытными данными.

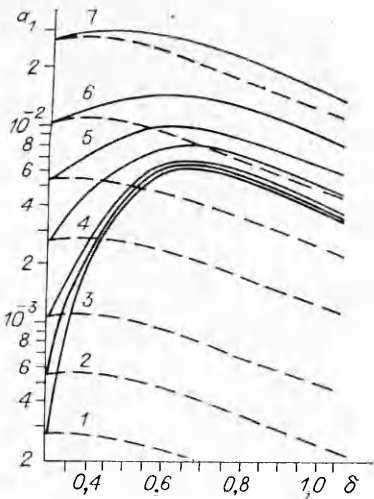
На рис. 2 (обозначения, как на рис. 1) показаны продольные распределения нелинейных коэффициентов

$$K = \int_0^6 p^+ D dr \bigg| \int_0^6 p^+ (\partial L(p)/\partial \alpha) dr.$$

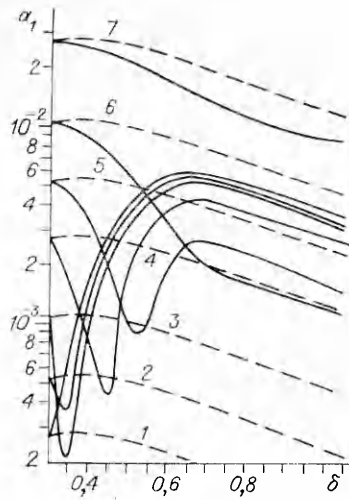
Заметим, что вещественная и мнимая части K_j — довольно сложные функции одного порядка, как правило, дважды меняющие знак на изученном интервале z .

При изложении результатов выделим три характерных варианта ($I_2 = I_3 > I_1$, $I_2 = I_3 < I_1$, $I_3 < I_2 < I_1$), которые и обсудим последовательно.

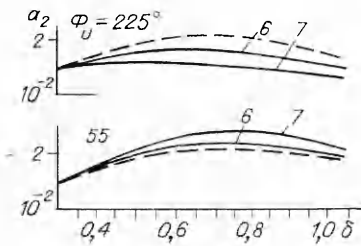
1. *Интенсивность спиральных волн превосходит интенсивность осесимметричной волны.* Конкурентным механизмом в таком типе передачи энергии (накачка на двойной частоте) является механизм парного взаимодействия, когда (в самом простом случае) в результате самовоздействия волны на частоте ω_2 индуцируется обертона на двойной частоте ω_1 . При этом сохраняется мода индуцированной волны, а само взаимодействие имеет второй порядок малости по отношению к резонансному. Конечно, в дальнейшем первоочередной задачей должны стать проверка



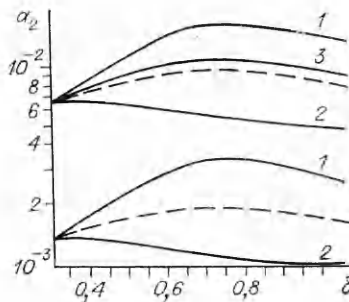
Р и с. 3



Р и с. 5



Р и с. 4



Р и с. 6

этой модели и сравнение ее по эффективности с резонансной, что помогло бы внести ясность и в вопрос о типе колебаний в пиках.

Общим моментом в рассматриваемом случае являются значения минимальных интенсивностей, при которых нелинейное взаимодействие отличается от линейного. Эти пороговые значения определены при $I_2 \sim \sim 2\%$, что соответствует начальным амплитудам $a_2 \sim 10^{-3}$.

Оказалось, что величина и направленность нелинейного процесса взаимодействия волн существенно зависят от взаимной ориентации амплитудных волновых векторов A_j , определяемой начальным значением суммарной фазы Φ_0 . Выявлено, что максимальная передача от спиральных волн к осесимметричной при любых интенсивностях взаимодействия возможна при значениях Φ_0 из третьего квадранта ($220^\circ \leq \Phi_0 \leq 230^\circ$). На рис. 3 проиллюстрировано это положение. Начальная интенсивность спиральных волн выбрана достаточно большой ($I_2 = 15\%$), чтобы рельефнее выявить все особенности процесса, хотя подобные закономерности присущи колебаниям меньших интенсивностей, превышающих пороговые. Сплошными линиями показаны продольные изменения амплитуд осесимметричной волны a_1 при разных начальных значениях, цифры 1—7 маркируют уровни интенсивности при $I_1 = I_2/k$, где $k = 200, 100, 50, 20, 10, 5, 2$, штриховыми линиями нанесен линейный рост a_1 волн указанного уровня. Видно, что влияние нелинейности тем больше, чем больше разность между начальными интенсивностями взаимодействующих волн. По мере их сближения вклад нелинейности ослабевает (ср. кривые 1, 4, 7 для $I_1 = I_2/200, I_2/20, I_2/2$), т. е. за счет нелинейности достаточно эффективно можно усилить колебания типа фоновых.

В целом взаимодействие регулярно, не обнаруживается катастрофического роста амплитуд, что присуще дозвуковому пограничному слою,

а само взаимодействие носит характер перераспределения энергии между резонансными колебаниями. На рис. 4 показано поведение амплитуды $a_2 = a_3$ спиральных волн, соответствующей уровням 6 и 7 и той же Φ_0 . Видно, что линейный ход a_2 нарушается незначительно.

Фазы максимальной и минимальной передач отличаются на 180° , последняя находится в первом квадранте ($40^\circ \leq \Phi_0 \leq 50^\circ$). На рис. 5 даны значения a_1 при $\Phi_0 = 55^\circ$ и тех же начальных I_1 , что и на рис. 3. Видно, что при фоновых (или достаточно малых) амплитудах a_1 (кривые 1—3) усиление осесимметричной волны, за исключением небольшого начального участка по z , превосходит линейный уровень, но по мере сближения начальных уровней a_2 и a_1 увеличивается область пространственного ослабления последней, так что со значения $a_1 \sim 4 \cdot 10^{-3}$ меняется направленность всего процесса. При этом энергия от осесимметричной волны меньшей интенсивности передается к более интенсивным спиральным волнам, уровень которых увеличивается, а значения начинают превышать линейные (рис. 4).

Фазы Φ_0 из второго и четвертого квадрантов, отличающиеся от фаз минимакса на 90° , являются фазами запирания процесса. При этих Φ_0 усиливаются только малые фоновые колебания, а в целом ход a_1 и a_2 определяется линейными законами развития.

В итоге можно сделать вывод, что, если амплитуды волн отличаются сильно, процесс передачи к большим частотам идет при любой фазовой ориентации амплитудных векторов, при сближении интенсивностей вступает в действие своеобразное «правило фаз», которое и определяет направленность процесса передачи.

2. *Интенсивность осесимметричной волны превосходит интенсивность спиральных.* Этот механизм соответствует С-механизму передачи (накачка субгармоники) в дозвуковом пограничном слое. Все характерные особенности такого типа взаимодействия можно разъяснить на данных рис. 6 ($I_2 = 1,5$ и $7,5\%$ при $I_1 = 15\%$). Оказалось, что и здесь процесс отличен от линейного при $I_1 \sim 2\%$. Он также носит регулярный характер и зависит от взаимной фазовой ориентации амплитудных векторов волн. При этом наиболее благоприятной фазой для накачки спиральных волн будет $\Phi_0 \sim 5^\circ$ (линия 1), а фазой, при которой всегда при любом соотношении амплитуд (и в этом отличие от вышеприведенного случая) происходит понижение уровня a_2 — фазой $\Phi_0 \sim 185^\circ$ (линия 2). Фазы запираения нелинейного процесса (линия 3) $\Phi_0 \sim 125$ и 235° . Процесс передачи осуществляется в режиме параметрического усиления и определяется только начальным значением I_1 . Так, для $I_1 = 5\%$ повышение или понижение уровня a_2 для всех I_2 происходит в 1,4 раза, для $I_1 = 10\%$ — в 2 раза, а для $I_1 = 15\%$ — в 2,8 раза, и это как для $I_2 = I_1/200$, так и для $I_2 = I_1/2$. В целом следует признать, что передача

энергии в сторону меньших частот менее интенсивна и более зависима от линейного процесса.

3. *Интенсивности всех волн различны.* Этот вариант дает возможность рассмотреть весьма большое число различных комбинаций, среди которых ряд $I_3 < I_2 < I_1$ наиболее интересен, так как через него можно промоделировать процесс появления в спектре синхронизованных мажущих колебаний. Он представлен на рис. 7 для интенсивностей волн, кратных 10: $I_1 = 15\%$, $I_2 = 1,5\%$, $I_3 = 0,15\%$. Во-первых, выяснилось, что в этом случае нарушаются все соотношения на фазы взаимодействия, хотя $\Phi_0 \sim 0$ остается фазой максимальной передачи к меньшим частотам. Во-вторых, стало

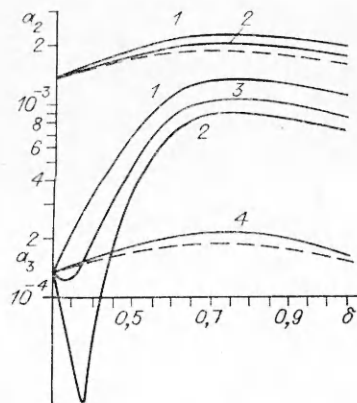


Рис. 7

ясно, что явления «захвата», сопровождаемого быстрым выравниванием амплитуд спиральных волн, не происходит. Из рис. 7 видно, что максимальное сближение амплитуд возможно при $\Phi_0 = 5^\circ$, причем разница между ними все еще велика (линия 1). При $\Phi_0 = 185^\circ$ (при равных амплитудах a_2 и a_3 это фаза обратной передачи к осесимметричной волне) также происходит повышение уровня a_3 (линия 2), сопровождаемое понижением уровня a_2 . В расчетах получено, что сближение a_2 и a_3 более вероятно, если их начальные уровни не слишком отличаются, но полного выравнивания a_2 и a_3 не обнаружено. Здесь же приведены линии a_3 в фазах заширения $\Phi_0 = 125$ и 255° (линии 3 и 4). При этом a_2 близко к уровню, определяемому при $\Phi_0 = 185^\circ$. Значения a_1 во всех рассмотренных случаях близки к линейным.

Очевидно, что существенное понижение уровня накачки a_2 по сравнению с вариантом 2 связано с тем, что часть энергии за счет нелинейных связей идет на усиление меньшей волны a_3 , а отсутствие явления «захвата» служит косвенным подтверждением, что процесс взаимодействия является действительно слабонелинейным.

Авторы выражают благодарность М. Б. Зельману и И. И. Масленниковой за полезные советы и разъяснения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Моррисон Г. Л., Маклафлин Д. К. Неустойчивость сверхзвуковых струй при небольших числах Рейнольдса // РТК.— 1980.— Т. 18, № 7.
2. Craik A. D. D. Non-linear resonant instability in boundary layer // J. Fluid Mech.— 1971.— V. 50, N 2.
3. Зельман М. Б. О нелинейном развитии возмущений в плоскопараллельных потоках // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1974.— Вып. 3.
4. Зельман М. Б., Масленникова И. И. Об эффектах резонансных взаимодействий волновых возмущений в пограничном слое // Изв. АН СССР. МЭГ.— 1978.— № 4.
5. Рахматуллаев Р. Д., Штерн В. И. Порог развития трехмерных структур при течи в плоском канале.— Новосибирск.— 1989.— (Препр./АН СССР. Сиб. отд-ние, ИТ; № 196—89).
6. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй.— М.: Физматгиз, 1960.
7. Терехова Н. М. Характеристики устойчивости сверхзвуковой струи в спутном потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1986.— Вып. 1.

г. Новосибирск

Поступила 27/1 1992 г.,
в окончательном варианте — 2/III 1992 г.

УДК 532.527

В. Г. Макаренко

О НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРНЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИНЕРЦИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ *

Работа посвящена исследованию описанного в [1—3] эффекта возникновения осциллирующих вихрей во вращающейся жидкости при возбуждении ее собственных колебаний. Проявления этого эффекта количественно и качественно могут быть очень разнообразны, что связано как с конкретными особенностями возбуждения колебаний, так и с тем, какой набор мод может реализоваться при имеющемся возбуждении и заданной геометрии сосуда. Тем не менее можно надеяться отыскать некоторые общие закономерности, которые позволили бы описывать эволюцию течения при возбуждении различных собственных колебаний и, быть может, прогнозировать возникновение вихрей во вращающейся жидкости при различных ее возмущениях. В настоящей работе предприняты

* Посвящается памяти Валерия Федоровича Тарасова, ближайшего коллеги и наставника.