

Рис. 5

Предельный случай $I_p \rightarrow 0$ соответствует пренебрежимо малому влиянию газа на частицы, вследствие чего $C \rightarrow 1$; в случае $I_p \rightarrow \infty$ течение смеси равновесное, скорость частиц совпадает со скоростью газа, обтекающего крыло, поэтому $C \rightarrow 0$.

Отметим, что все полученные выше результаты без труда обобщаются на случай нестационарного течения запыленного газа в ударном слое, если крыло с изменяющейся во времени формой поверхности обтекается стационарным двухфазным потоком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью.— М.: Физматгиз, 1959.
2. Нигматуллин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
3. Probst R. F., Fassio F. Dusty hypersonic flows.— AIAA J., 1970, v. 8, N 4. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1970, № 4.
4. Waldman G. D., Reinecke W. G. Particle trajectories, heating and breakup in hypersonic shock layers.— AIAA J., 1971, v. 9, N 6. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1971, № 6.
5. Barron R. M., Wiley J. T. Newtonian flow theory for slender bodies in a dusty gas.— J. Fluid Mech., 1981, v. 108.
6. Коробейников В. П., Меньшов И. С. Метод малого параметра в задачах о нестационарных двухфазных течениях с ударными волнами.— ДАН СССР, 1983, т. 268, № 5.
7. Fox T. W., Rackett C. W., Nicholls J. A. Shock wave ignition in magnesium powders.— Int. Shock tube and shock waves Proc. 11th. Int. Symp., Seattle, 1977. Seattle — London, 1978.
8. Messiter A. F. Lift of slender delta wings according to Newtonian theory.— AIAA J., 1963, v. 1, N 4. Рус. пер. Ракетн. техника и космонавтика, 1963, № 4.
9. Голубинский А. И., Голубкин В. Н. О пространственном обтекании тонкого крыла гиперзвуковым потоком газа.— ДАН СССР, 1977, т. 234, № 5.
10. Голубкин В. Н., Негода В. В. Численный расчет неравновесного обтекания крыла в приближении тонкого ударного слоя.— ЖВММФ, 1985, т. 25, № 4.
11. Squire L. C. Calculated pressure distributions and shock shapes on thick conical wings at high supersonic speeds.— Aeronaut. Quart., 1967, v. 18, N 2.
12. Голубкин В. Н., Негода В. В. Гиперзвуковое обтекание крыла при больших углах атаки с отсоединенным скачком уплотнения.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1985, № 3.

Поступила 21/XI 1985 г.

УДК 621.515 : 534

ЯВЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА ПРИ АЭРОДИНАМИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕШЕТОК В ДОЗВУКОВОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Р. А. Измайлов, В. Б. Курзин, В. Л. Окулов

(Ленинград, Новосибирск)

Как известно [1], в решетках турбомашин может быть акустический резонанс, который возникает при совпадении частот каких-либо периодических возмущений с собственными частотами колебаний потока газа в решетках. В [2, 3] представлены результаты исследований этого явления для случая, когда акустические возмущения вызваны пульсациями потока в кромочных следах. Однако наиболее мощный, постоянно действующий и периодический источник возмущения в турбомашинах — аэродинамическое взаимодействие рабочего колеса и направляющего аппарата.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению акустического резонанса при взаимодействии решеток и теоретическому определению условий его возникновения.

1. Рассмотрим две кольцевые решетки, имеющие ось симметрии z , одна из которых вращается вокруг этой оси с угловой скоростью Ω . Введем неподвижную цилиндрическую систему отсчета (\cdot, θ, z) , а также подвижную (r, θ_1, z) , жестко связанную с вращающейся решеткой так, что

$$(1.1) \quad \theta = \theta_1 + \Omega t.$$

При обтекании каждой из этих решеток в отдельности равномерным набегающим потоком скорости будут периодическими функциями по θ с периодами $2\pi/N$, $2\pi/N_1$, где N , N_1 — число лопаток неподвижной и подвижной решеток соответственно, т. е.

$$V(r, \theta, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_n(r, z) \exp(inN\theta),$$

$$V_1(r, \theta_1, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_{1n}(r, z) \exp(inN_1\theta_1).$$

В неподвижной системе отсчета поле скоростей V_1 с учетом (1.1) имеет вид

$$(1.2) \quad V_1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} v_{1n} \exp[inN_1(\theta - \Omega t)],$$

представляющий собой систему бегущих по окружности волн.

Помещенная в это поле неподвижная решетка, очевидно, будет испытывать периодическое воздействие, которое в линейном приближении приведет к акустическим возмущениям газа со спектром частот $\lambda_{1n} = nN_1\Omega$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$). В свою очередь, лопасти вращающейся решетки, взаимодействуя с полем V , представляют собой систему источников акустических возмущений со спектром частот $\lambda_n = nN\Omega$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$).

Если предположить, что среднее стационарное течение газа потенциальное и изэнтропическое, то, согласно [4], определение потенциала скорости указанного выше акустического возмущения может быть сведено к решению неоднородного волнового уравнения с переменными коэффициентами

$$(1.3) \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - L(\Phi) = F_1(t, \rho) + F_2(t, \rho)$$

при однородных условиях Неймана на поверхностях лопастей и при условии излучения. Здесь F_1 и F_2 — функции, с помощью которых описываются физические условия непротекания на лопастях при аэродинамическом взаимодействии решеток.

В дальнейшем будем рассматривать лишь ту составляющую акустического возмущения, которая возникает вследствие взаимодействия неподвижной решетки с полем скоростей (1.2), создаваемым вращающейся решеткой. Соответствующую функцию $F_1(t, \rho)$ с учетом переменности коэффициентов уравнения (1.3), обусловленной полем скоростей V , в общем виде представим следующим образом:

$$(1.4) \quad F_1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} f_{ns}(r, z) \exp\{i[(nN_1 + sN)\theta - \lambda_{1n}t]\},$$

$$\lambda_{1n} = nN_1\Omega.$$

Применяя принцип суперпозиции к решению уравнения (1.3), для каждой гармоники правой части (1.4) может быть получено эллиптическое уравнение относительно соответствующей амплитудной функции φ_n :

$$(1.5) \quad \tilde{L}_n(\varphi_n) + \lambda_{1n}^2 \varphi_n = \tilde{F}_{1n} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где

$$(1.6) \quad \tilde{F}_{1n} = e^{inN_1\theta} \sum_{s=-\infty}^{\infty} f_{ns}(r, z) e^{isN\theta}.$$

Разложим \tilde{F}_{1n} в ряд по собственным функциям задачи о колебаниях потока газа через рассматриваемую решетку, предполагая полным множество этих функций:

$$(1.7) \quad \tilde{F}_{1n} = \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{N-1} c_{pm}^{(n)} \psi_{pm}.$$

Известно [1], что собственные функции указанной задачи обладают условием обобщенной периодичности по дуговой координате, т. е. имеет место представление

$$(1.8) \quad \psi_{pm} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \sigma_{pml}(r, z) \exp [i(lN + m)\theta].$$

При этом в общем случае соответствующие собственные значения задачи k_{pm} комплексные, а их множество дискретное [5].

Полагая $\|\psi_{pm}\| = 1$, из (1.7) найдем

$$c_{pm}^{(n)} = \int_D \tilde{F}_{1n} \bar{\psi}_{pm} dv,$$

где D — область решения задачи; $\bar{\psi}_{pm}$ — функция, комплексно-сопряженная с ψ_{pm} . Если интеграл по области D этого выражения свести к повторному, то интегрирование по переменной θ , с учетом (1.6) и (1.8), приведет к

$$(1.9) \quad \int_0^{2\pi} \tilde{F}_{1n} \bar{\psi}_{pm} d\theta = \begin{cases} 0 & \text{при } nN_1 + jN \neq m, \\ 2\pi f_{ns} \sigma_{pml} & \text{при } nN_1 + jN = m \end{cases}$$

($j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$).

Представив решение уравнения (1.5) также в виде ряда по собственным функциям, с учетом (1.7) получим

$$\varphi_n = \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{N-1} \frac{c_{pm}^{(n)} \psi_{pm}}{\lambda_{1n}^2 - (k_{pm} a/b)^2}.$$

Здесь a — скорость звука набегающего потока; b — характерный размер лопастей.

В силу (1.9) в этом выражении равны нулю те члены ряда, которые не удовлетворяют условию

$$(1.10) \quad 0 < m = nN_1 + jN < N \quad (n, j = 0, \pm 1, \dots).$$

Отсюда следует, что акустический резонанс потока газа через неподвижную решетку из-за взаимодействия решеток может возникнуть лишь при

$$\lambda_{1n} = nN_1 \Omega = \omega_{pm}^*,$$

где $\omega_{pm}^* = \text{Re}(k_{pm}^* a/b)$ — собственная частота колебаний газа, соответствующая которой собственная функция удовлетворяет (1.10).

Для дальнейшего условия (1.10) удобнее представить в форме

$$(1.11) \quad 0 < \mu_m = 2\pi \left[n \frac{N_1}{N} + j \right] < 2\pi \quad (n, j = 0, \pm 1, \dots)$$

(μ_m — параметр сдвига фазы собственных колебаний потока газа через решетку).

2. Впервые явление акустического резонанса, обусловленное взаимодействием кольцевых решеток, обнаружено экспериментально в лаборатории компрессоростроения ЛПИ им. М. И. Калинина при изучении нестационарных процессов в ступенях центробежных компрессорных машин [6]. Более тщательно исследования этого явления проведены с помощью специально разработанного комплекса аппаратуры [7], включающего миниатюрные интегральные полупроводниковые датчики давления, имеющие собственную частоту 50—70 кГц, дифференциальные широ-

кополосные усилители постоянного тока и датчики периода вращения ротора компрессора.

Регистрация сигналов производилась многолучевым электронным осциллографом С1-33, измерение частот вращения — частотомером ЧЗ-33, цикл измерения синхронизировался с запуском фотокамеры РФК.

Комплекс обеспечивает измерение быстроменяющихся флуктуаций статического давления в диапазоне частот 0—10 кГц с динамической погрешностью не хуже 5%. Измерение величин, необходимых для получения аэротермодинамических характеристик компрессора, осуществлялось по общепринятой методике [8].

Объект изучения — одноступенчатый центробежный компрессор, рабочее колесо которого имело диаметр $D_0 = 0,275$ м с числом лопаток $N_1 = 16$ и углом выхода $\beta = 49^\circ$. В лопаточном диффузоре варьировалось число лопаток ($N = 24, 19, 13$ и 7). При этом неизменными были диаметры входа и выхода диффузора $D_1 = 1,09 D_0$ и $D_2 = 1,43 D_0$, а также геометрические параметры профилей (средняя линия профилей — дуга окружности, углы установки на входе и выходе 20 и 32°).

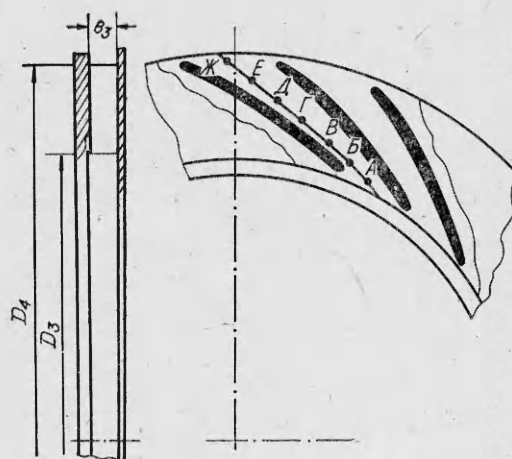
В эксперименте проводилось измерение пульсаций давления в характерных точках межлопаточных каналов рабочего колеса и диффузора при фиксированных значениях угла атаки на входе решетки и при нескольких значениях расхода. На рис. 1 показана расстановка датчиков статического давления ($A \dots K$) на передней стенке диффузора по средней линии канала.

На рис. 2 приведены типовые осциллограммы пульсаций давления в характерных сечениях рабочего колеса при максимальном расходе. При плавном изменении скорости вращения рабочего колеса на определенных режимах ($f = N\Omega = 2520$ Гц) наблюдается существенное возрастание амплитуды пульсаций в канале, приобретающих правильную синусоидальную форму. Вне этих режимов амплитуды пульсаций значительно меньше, а характер колебаний менее упорядоченный.

На рис. 3 изображена сводная картина изменения относительной амплитуды пульсаций давления в канале диффузора с $N = 24$, $\varphi_2 = 0,28$; $0,22$ и $0,16$ при углах атаки $\alpha = -11$; 0 и 8° ($a - e$). Видно, что повышение пульсаций давления на определенных режимах носит явно резонансный характер. При этом следует отметить, что на частотах 1640 и 3300 Гц амплитуда пульсаций наиболее существенно возрастает в середине канала, а на частоте 1900 Гц — лишь в конце канала. Аналогичная картина имеет место и для лопаточных диффузоров с $N = 19, 13$.

Последнее обстоятельство, а также тот факт, что на режимах повышенных пульсаций давления характер колебаний близок к гармоническому (см. рис. 2), косвенно свидетельствуют о том, что наблюдаемое явление есть акустический резонанс. Однако полное основание для этой интерпретации экспериментальных данных дают результаты сравнения частот колебаний газа на указанных режимах с собственными частотами его колебаний в лопаточных диффузорах.

3. Рассмотрим последовательно по степени сложности четыре расчетные модели для определения собственных частот колебаний газа в лопаточном диффузоре, который взят в качестве объекта изучения в связи с



Р и с. 1

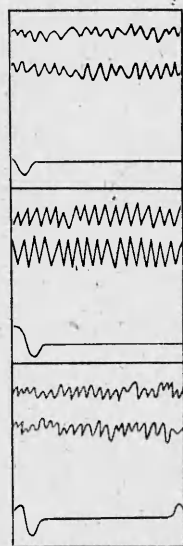


Рис. 2

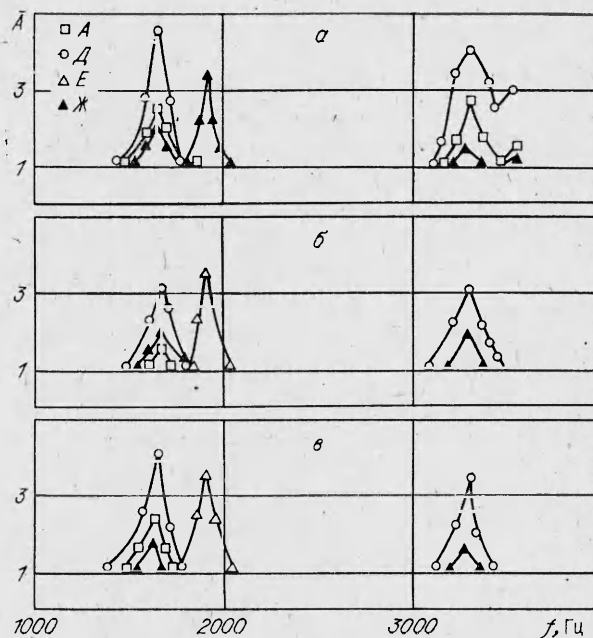


Рис. 3

тем, что соответствующая задача для вращающейся решетки еще не решена.

Наиболее просто частоту собственных колебаний можно оценить, моделируя лопаточный диффузор прямолинейным каналом, длина которого l равна средней линии межлопаточного канала. Тогда собственная частота в герцах будет определяться по формуле

$$(3.1) \quad f = \frac{m a (1 + M_c^2)}{2(l + \gamma_1 + \gamma_2)} \quad (m = 1, 2, \dots),$$

где M_c — среднее число Маха потока газа в канале; γ_1, γ_2 — поправки на открытые концы на входе и выходе. Согласно [9], $\gamma_j \approx 0,6 R_j$ (R_j — радиус отверстия).

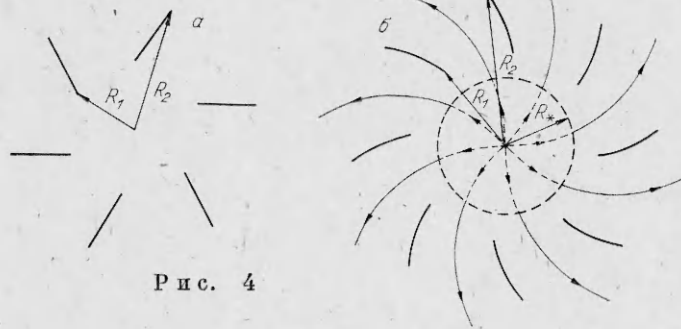
Вторая модель более сложная по геометрии области (рис. 4, а), но в ней не учитывается основной поток [10]. Соответствующая математическая задача сводится к нахождению значений параметра приведенной частоты колебаний газа, при которой существуют нетривиальные решения уравнения Гельмгольца в области вне пластин при однородном условии Неймана на пластинах, условии излучения и условии обобщенной периодичности по угловой координате.

В третьей и четвертой моделях собственные колебания газа рассматриваются в окрестности плоской круговой решетки (рис. 4, б), состоящей из отрезков логарифмических спиралей, без учета и с учетом основного стационарного потока соответственно. При этом в последней модели предполагалось, что скорость основного стационарного потока, представляющего собой спиральное течение, в межпрофильных каналах достаточно мала, так что при $r > R_*$ ($R_* < R_1$) квадратом местных чисел Маха можно пренебречь. В отношении акустических возмущений вводится предположение об отсутствии их источников при $r \leq R_*$ и $r > R_2$.

В рамках указанных предположений задача о собственных колебаниях потока газа через круговую решетку сведена [11] к решению уравнения

$$(3.2) \quad \Delta u + k^2 u + 2ik \left(\frac{\sigma}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\delta}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} \right) = 0.$$

Здесь u — функция амплитуды нестационарной составляющей течения;



Р и с. 4

$\sigma = Q/2\pi a R_1$; $\delta = \Gamma/2\pi a R_1$; Q, Γ — интенсивность источника и циркуляция вихря, индуцирующие основное стационарное течение; $\bar{r} = r/R_1$; $k = \omega R_1/a$; ω — частота колебаний газа. Искомыми являются значения параметра k , при которых существует нетривиальное решение уравнения (3.2), удовлетворяющее следующим граничным условиям: однородному условию непротекания на профилях

$$(3.3) \quad \frac{\partial u}{\partial v_j} = 0, \quad (r, \theta) \in L_j \quad (j = 1, 2, \dots, N-1)$$

(v_j — нормаль к L_j , L_j — контур j -го профиля);
условию обобщенной периодичности

$$(3.4) \quad u(r, \theta + \alpha) = e^{i\mu_m} u(r, \theta) \\ (\alpha = 2\pi/N, \quad \mu_m = m\alpha \quad (m = 1, 2, \dots, N-1));$$

условиям отсутствия акустических возмущений при $r > R_2$

$$(3.5) \quad u(r, \theta) = e^{-ik\sigma \ln \bar{r}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} a_s H_{\zeta}^{(1)}(k\bar{r}) e^{is\theta};$$

при $R_* \leq r < R_1$

$$(3.6) \quad u(r, \theta) = e^{-ik\sigma \ln \bar{r}} \sum_{s=-\infty}^{\infty} b_s J_{\zeta}(k\bar{r}) e^{is\theta},$$

где $J_{\zeta}(x)$ — функция Бесселя; $H_{\zeta}^{(1)}(x)$ — функция Ганкеля первого рода с комплексными индексами $\zeta = \sqrt{(s+k\delta)^2 - k^2(\sigma^2 + \delta^2)}$ (значения корней выбираются из условия $\text{Re}(\zeta) \geq 0$).

Решение поставленной задачи ищется в классе неограниченных на острых краях профилей функций, удовлетворяющих условию равенства нулю циркуляции нестационарной составляющей скорости вокруг каждого профиля. При выполнении последнего условия вихревые следы за профилями решетки будут отсутствовать. Однако, как показали исследования, проведенные ранее для прямых решеток [12], при малых числах Маха учет вихревых следов практически не влияет на значения собственных частот колебаний газа.

Сравнение экспериментальных данных с расчетом для двух лопаточных диффузоров приведено в таблице, где M — числа Маха основного стационарного течения на входе в решетку ($r = \bar{R}_1$), для которых в эксперименте наблюдалось явление акустического резонанса при значениях приведенных частот $k_s = N_1 \Omega R_1/a$ ($a = 340$ м/с).

Сравнение значений приведенной частоты собственных колебаний $k_1 = 2\pi f R_1/a$, рассчитанных для первой модели по формуле (3.1), с k_s показывает, что для некоторых режимов акустического резонанса имеет место хорошее их соответствие. Однако в большинстве случаев значения k_1 и k_s существенно различаются между собой, так как расчетная модель не отражает ни влияния других профилей решетки, ни влияния диффу-

N	M	k_3	k_1	k_2	k_3	k_4
24	0,27	4,68	3,99	4,40	5,19 — i 0,12	4,80 — i 0,25
	0,31	5,43	7,78	8,99	7,13 — i 0,14	5,55 — i 0,45
	0,55	9,42	9,00	13,55	11,52 — i 0,17	9,26 — i 0,72
13	0,23	3,99	3,88	4,40	5,10 — i 0,15	4,12 — i 0,52
	0,32	5,48	7,35	8,99	6,33 — i 0,17	5,18 — i 0,63
	0,37	6,28	10,61	11,48	8,75 — i 0,25	6,54 — i 0,70
	0,44	7,62	13,20	13,55	9,91 — i 0,19	7,73 — i 0,91
	0,53	9,14	14,73	15,71	10,90 — i 0,31	9,16 — i 1,00

зорности межлопаточных каналов на собственные частоты. Теоретической оценки пределов применимости этой модели пока не получено.

Значения $k_2 = \omega R_1/a$, где ω — круговая частота собственных колебаний, рассчитаны по асимптотической формуле (при $N \rightarrow \infty$) второй модели [10]. В этой формуле параметр сдвига фазы, отражающий эффект решетки, отсутствует. В какой-то степени такая модель отражает диффузорность межлопаточного канала, но по остальным параметрам она даже хуже предыдущей.

Комплексные собственные значения задачи (3.2)—(3.6) k_3 рассчитаны для $M = 0$, а k_4 — для значений M , соответствующих условиям эксперимента. При этом действительные их части определяют собственные частоты колебаний газа, а мнимые — потерю акустической энергии на излучение в окружающее пространство.

Следует отметить, что условие обобщенной периодичности (3.4) при расчете указанных величин выполнялось с учетом (1.11), т. е. параметр сдвига фазы для первого диффузора ($N = 24$) взят равным $\mu_m = 2\pi N_1/N = 4\pi/3$ ($N_1 = 16$), а для второго ($N = 13$) — $\mu_m = 0,462\pi$.

Очень хорошее, на наш взгляд, соответствие $\text{Re}(k_4)$ и k_3 свидетельствует о том, что в последней теоретической модели учтены основные факторы, определяющие собственные колебания газа в реальных конструкциях. В самом деле, для первых мод собственных колебаний газа в рассматриваемых диффузорах пространственность имеет второстепенное значение, так как их размеры в направлении оси вращения в несколько раз меньше длины межлопаточных каналов. Приближенная постановка условий на входе и выходе из решетки (3.5), (3.6) также незначительно влияет на результаты, вероятно, потому, что, как показали исследования для прямой решетки [12], собственные колебания локализуются в достаточно близкой ее окрестности.

Таким образом, результаты проведенного сравнения позволяют сделать следующие выводы.

1. Так как режимы повышенных пульсаций давления совпадают с режимами, на которых поток газа через решетку может совершать собственные колебания, то соответствующие явления можно интерпретировать как акустический резонанс.

2. Для определения этих режимов из имеющихся способов расчета с достаточной степенью достоверности можно рекомендовать лишь алгоритм [11], основанный на решении задачи (3.2)—(3.6). При этом, если источник возмущения — аэродинамическое взаимодействие решеток, решение указанной задачи необходимо искать при дополнительном условии (1.11).

ЛИТЕРАТУРА

1. Курзин В. Б. Об акустическом резонансе в турбомашинах.— Пробл. прочности, 1974, № 8.
2. Koch W. Resonant acoustic frequencies of flat plate cascades.— J. of Sound and Vibr., 1983, v. 88, N 2.
3. Masakata H. Unsteady aerodynamic forces on a cascade blade due to wakes or a bending motion in a compressible flow (characteristic behaviour in the proximity of

- an acoustic resonance condition).— Нихон кикай гаккай ромбунсю, Trans. Jap. Soc. Mech. Engng, 1984, В 50, N 450.
4. Столяров Е. П. Возбуждение звука малыми возмущениями энтропии и завихренности пространственно неоднородных течений сжимаемого идеального газа.— В кн.: Акустика турбулентных потоков. М.: Наука, 1983.
 5. Сухинин С. В. Обоснование модели колебаний газа, обтекающего решетку пластин.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1982, вып. 56.
 6. Измайлов Р. А., Евланников В. Л., Селезнев К. П. Исследование нестационарных процессов в ступенях центробежных компрессорных машин с лопаточными диффузорами.— Тр. ЛПИ, 1972, № 323.
 7. Измайлов Р. А. Разработка и применение информационно-вычислительного комплекса для исследования нестационарных течений в центробежных компрессорах.— Тр. ЛПИ, 1980, № 370.
 8. Галеркин Ю. Б., Рекстин Ф. С. Методы исследования центробежных компрессорных машин.— Л.: Машиностроение, 1969.
 9. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.— М.: Сов. радио, 1966.
 10. Окулов В. Л. Собственные акустические колебания около круговых решеток тонких пластин.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1984, вып. 66.
 11. Окулов В. Л. Собственные колебания газа, обтекающего круговую решетку тонких профилей.— В кн.: Аэроупругость турбомашин. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1984.
 12. Курзин В. Б. О затухающих собственных колебаниях газа, обтекающего решетку пластин.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 5.

Поступила 3/1 1986 г.

УДК 532.517

О МЕХАНИЗМЕ АКТИВНОГО УПРАВЛЕНИЯ СУБГАРМОНИЧЕСКИМ ПЕРЕХОДОМ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

М. Б. Зельман, И. И. Масленникова

(Новосибирск)

Переход к турбулентности в пограничных слоях возникает в результате усиления синусоидальных возмущений. В настоящее время известны два типа перехода: *K*-переход осуществляется через формирование и разрушение интенсивной волны и характеризуется возбуждением высокочастотной части спектра, *C*-переход имеет место при более низком уровне начальных возмущений и сопровождается усилением низкочастотных пространственных пульсаций [1]. Поведение пограничного слоя в этом случае может быть объяснено резонансным взаимодействием волновых возмущений [2—6]. Апробация моделей нуждается в дальнейшем сопоставлении с данными экспериментов.

Изучение механизмов перехода имеет важное значение для разработки методов его контроля. Обычно такой контроль осуществлялся изменением среднего профиля скорости и условий на границе потока. В последнее время приобретает признание способ активного управления, основанный на эффекте интерференции волн [7—9]. На начальном этапе перехода детектируется выделенная составляющая спектра, интенсивность которой регулируют введением вниз по потоку волны с заданными амплитудно-фазовыми характеристиками.

Эффективность метода, очевидно, зависит от типа перехода и условий возбуждения управляющего сигнала. Можно ожидать, что максимальное воздействие осуществимо при режиме *C*-перехода, где имеется участок квазилинейного развития выделенной волны [3, 4].

Такой режим реализован, в частности, в эксперименте [7]. В пограничном слое на пластине на разных расстояниях от передней кромки устанавливались две вибрирующие ленточки. Одна имитировала естественное возмущение, вызывающее переход, вторая *П*, расположенная ниже по потоку, играла управляющую роль. В спектре возмущений регистрировалось усиление субгармоник, что характерно для *C*-перехода.

В настоящей работе на основе представлений о резонансном взаимодействии волн Толлмина — Шлихтинга (ТШ) как механизме перехода проводится сопоставление с данными эксперимента [7] и анализируются условия эффективности интерференционного метода управления. Ведущий механизм *C*-перехода — резонансное взаимодействие выделенной двумерной волны ТШ с пространственными волнами в симметричных триадах. Изолированная триада представляет элементарную модель, позволяющую описать поведение основных компонент спектра возмущений [3, 4].