

УДК 533.6.01:621.452.3

**АЭРОУПРУГИЕ КОЛЕБАНИЯ В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ<sup>\*)</sup>****Ю.М. Темис, Я.С. Каданер, А.В. Селиванов***Москва*

Проведено исследование условий возникновения аэроупругих колебаний (автоколебаний) в плоском канале, одна из стенок которого имеет две степени свободы. Методика исследования включает в себя моделирование нестационарного течения газа в канале для определения аэродинамических усилий и последующий анализ аэроупругой устойчивости. Показано влияние конструктивных параметров модели на реализацию режимов затухающих колебаний и автоколебаний; приведен вид границы аэроупругой устойчивости. Для некоторого набора параметров обнаружен парадокс дестабилизации системы при увеличении демпфирования.

**Введение**

Современные тенденции развития аэрокосмической техники предъявляют жесткие требования по повышению эффективности и снижению веса конструкции, что приводит к необходимости использовать тонкостенные оболочки и пластины. Возбуждение автоколебаний в таких системах может привести к усталостному разрушению оболочек и снижению ресурса конструкции.

В статье рассматривается явление возникновения аэроупругих колебаний (автоколебаний) в плоском канале с жесткими стенками, между которыми под действием перепада давления течет газ (рис. 1). Нижняя стенка неподвижна, а верхняя обладает двумя степенями свободы ( $\varphi$ ,  $h$ ) и может совершать колебательные движения под действием аэродинамических нагрузок, сил реакции связей и сил инерции. Коэффициенты жесткости  $k_0$ ,  $k_1$  и демпфирования  $c_1$  моделируют упругие и демпфирующие свойства конструкции и условия закрепления.

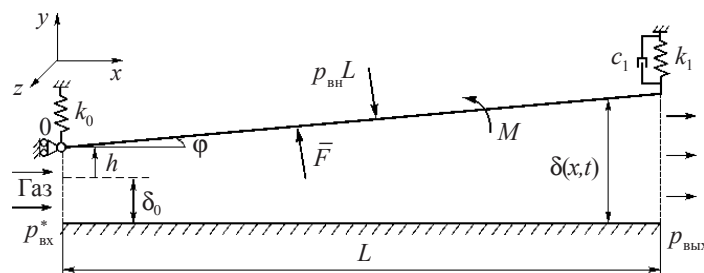


Рис. 1

<sup>\*)</sup> Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 06-01-00421) и программы "Государственная поддержка ведущих научных школ" (НШ-4140.2008.8).

При анализе аэроупругой устойчивости учитывается обратная связь между распределением давления  $p(x, t)$  в канале и величиной зазора. Для этого построена математическая модель, описывающая нестационарное течение газа в канале переменного сечения. На основе этой модели определяются аэродинамические сила  $F(t)$  и момент  $M(t)$ , действующие со стороны газа на стенки канала. Так как модель является плоской, то аэродинамические сила  $F(t) = \int_0^L p(x, t) dx$  и момент  $M(t) = \int_0^L xp(x, t) dx$ , сила внешнего давления  $p_{\text{вн}}L$ , параметры пружин и масса подвижной стенки  $m$  отнесены к единице ширины канала в направлении оси  $Oz$ .

Будем исследовать устойчивость статического положения равновесия  $(h_0, \varphi_0)$ , определяемого номинальными рабочими условиями. Колебания верхней стенки канала описываются системой дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} m\ddot{h} + \frac{mL}{2}\ddot{\varphi} + c_1(\dot{h} + \dot{\varphi}L) + k_0h + k_1(h + \varphi L) = \Delta F, \\ \frac{mL}{2}\ddot{h} + \frac{mL^2}{3}\ddot{\varphi} + c_1L(\dot{h} + \dot{\varphi}L) + k_1L(h + \varphi L) = \Delta M, \end{cases} \quad (1)$$

где  $h$  и  $\varphi$  – отклонения системы от положения статического равновесия;  $\Delta F$  и  $\Delta M$  – отклонения  $F$  и  $M$  от их значений при статическом равновесии. Для достаточно малых перемещений и скоростей отклонения  $\Delta F$  и  $\Delta M$  можно представить в виде

$$\Delta F = \frac{\partial F}{\partial h}h + \frac{\partial F}{\partial \varphi}\varphi + \frac{\partial F}{\partial \dot{h}}\dot{h} + \frac{\partial F}{\partial \dot{\varphi}}\dot{\varphi}, \quad \Delta M = \frac{\partial M}{\partial h}h + \frac{\partial M}{\partial \varphi}\varphi + \frac{\partial M}{\partial \dot{h}}\dot{h} + \frac{\partial M}{\partial \dot{\varphi}}\dot{\varphi}. \quad (2)$$

Производные в уравнениях (2) вычисляются в точке статического равновесия и являются постоянными величинами. С физической точки зрения эти производные представляют собой коэффициенты жесткости и демпфирования газового слоя (газовой подушки).

С учетом разложений (2) система (1) может быть приведена к виду

$$\begin{cases} a_1\ddot{h} + a_2\dot{h} + a_3h + b_1\ddot{\varphi} + b_2\dot{\varphi} + b_3\varphi = 0, \\ a_4\ddot{h} + a_5\dot{h} + a_6h + b_4\ddot{\varphi} + b_5\dot{\varphi} + b_6\varphi = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} a_1 &= m, & a_2 &= c_1 - \frac{\partial F}{\partial \dot{h}}, & a_3 &= k_0 + k_1 - \frac{\partial F}{\partial h}, \\ a_4 &= \frac{mL}{2}, & a_5 &= c_1L - \frac{\partial M}{\partial \dot{h}}, & a_6 &= k_1L - \frac{\partial M}{\partial h}, \\ b_1 &= \frac{mL}{2}, & b_2 &= c_1L - \frac{\partial F}{\partial \dot{\varphi}}, & b_3 &= k_1L - \frac{\partial F}{\partial \varphi}, \\ b_4 &= \frac{mL^2}{3}, & b_5 &= c_1L^2 - \frac{\partial M}{\partial \dot{\varphi}}, & b_6 &= k_1L^2 - \frac{\partial M}{\partial \varphi}. \end{aligned}$$

Система (3) состоит из двух дифференциальных уравнений 2-го порядка с постоянными коэффициентами  $a_i$  и  $b_i$ , которые зависят от массы стенки  $m$  и коэффициента

демпфирования  $c_1$ . Жесткости пружин  $k_0$  и  $k_1$  определяются условиями равновесия системы при  $h = h_0$ ,  $\varphi = \varphi_0$ .

### Математическая модель течения газа в гладком канале

Для вычисления аэродинамических усилий, действующих на стенки канала, необходимо получить данные о распределении давления в газовом потоке. В общем случае для этого требуется провести моделирование нестационарного турбулентного течения газа в двумерной области с подвижной границей, что само по себе является трудоемкой задачей, требующей больших вычислительных затрат. На сегодня более эффективным подходом является использование упрощенных одномерных моделей.

Геометрические размеры канала, рассматриваемого далее, являются характерными для уплотнений авиационных двигателей. Учитывая, что радиальный зазор уплотнения, как правило, значительно меньше его длины и радиуса ротора, можно перейти к одномерной постановке задачи, в которой все газодинамические параметры изменяются только по осевой координате.

В одномерном случае нестационарное течение газа в канале переменного сечения описывается уравнениями неразрывности, движения, энергии и уравнением состояния:

$$\frac{\partial(\rho\delta)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\delta)}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{2\tau}{\rho\delta} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} + u \frac{\partial T^*}{\partial x} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial p}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

$$p = \rho RT, \quad (7)$$

где  $\rho$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $T^*$  – соответственно плотность, скорость, давление и температура торможения газа. При выводе уравнений (4)–(7) предполагалось, что теплообмен между газом и стенками отсутствует, не учитывалась осевая теплопроводность (что справедливо для напорных течений газа), а угол  $\varphi$  считался малым [1].

Напряжение трения, по определению, равно  $\tau = f\rho u|u|/2$ , где коэффициент трения  $f$  для турбулентного течения в гладких каналах зависит от осевого числа Рейнольдса  $Re_x$  согласно закону сопротивления Блазиуса [2]:

$$f = 0,187 \cdot Re_x^{-0,333}. \quad (8)$$

Нелинейные дифференциальные уравнения (4)–(6) с учетом соотношений (7), (8) образуют замкнутую систему для определения параметров течения газа в уплотнении при заданном законе колебаний стенки. При малых отклонениях стенки от положения статического равновесия эту систему можно линеаризовать, что значительно сокращает время расчетов. Система линеаризованных уравнений, записанная для удобства изложения в матричной форме, имеет вид:

$$\mathbf{B}_t \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{B}_x \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial x} + \mathbf{B}_0 \mathbf{U} = 0, \quad (9)$$

где  $\mathbf{U} = [\delta'(x, t), u'(x, t), p'(x, t), \rho'(x, t), T'(x, t)]^T$  – вектор неизвестных откло-

нений;  $\mathbf{B}_t, \mathbf{B}_x, \mathbf{B}_0$  – матрицы, коэффициенты которых зависят от координаты  $x$  и определяются положением статического равновесия [3]. Для решения полученной системы линейных уравнений в частных производных использовались метод конечных разностей и неявная схема бегущего счета.

Исследование аэроупругих колебаний было выполнено для модели уплотнения, изображенной на рис. 1. Размеры модели: длина канала  $L = 30$  мм; начальный зазор при нулевой деформации пружин  $\delta_0 = 0,5$  мм; положение статического равновесия  $h_0 = 0,5$  мм,  $\varphi_0 = 0^\circ$ . В качестве граничных условий задавались значения полного давления  $p_{\text{вх}}^* = 1,25 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup> и температуры торможения газа  $T_{\text{вх}}^* = 300$  К на входе в канал и статическое давление на выходе  $p_{\text{вых}} = 1,0 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>. Начальные условия определялись из решения стационарной задачи при  $\varphi(0) = \varphi_0$  и  $h(0) = h_0$ .

Для проверки адекватности одномерной линеаризованной модели для ряда вариантов было проведено моделирование нестационарного двумерного течения газа с использованием программного комплекса STAR-CD. На рис. 2 приведены результаты расчетов величин  $F$  и  $M$  в одномерном и двумерном приближении при  $\varphi = 0,8^\circ \sin 2400t$  и  $h = 0,5$  мм в течение одного периода колебаний  $T_k$ . Отличие в результатах для силы  $F$  не превышает 1,3%, а для момента  $M$  составляет менее 1,6%. Для других вариантов расчета имеет место сходное совпадение результатов. Таким образом, можно считать, что в рассматриваемом диапазоне параметров одномерная линейная модель адекватно описывает течение газа в канале. Отметим наличие сдвига фаз между аэродинамическими усилиями и движением стенки.

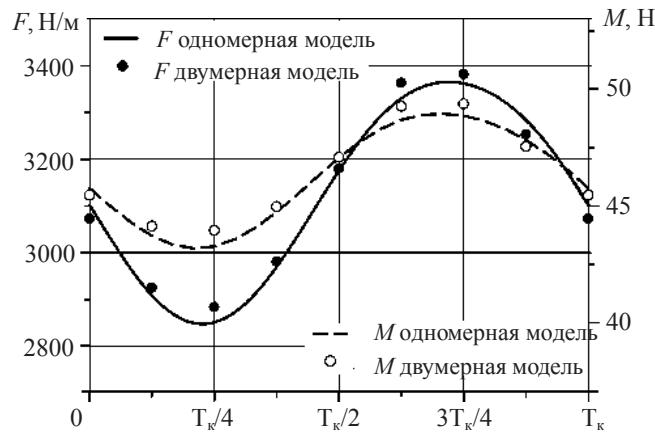


Рис. 2

Значения коэффициентов жесткости и демпфирования газового слоя, полученные в результате обработки результатов одномерных расчетов методом наименьших квадратов, приведены в таблице:

$\partial F/\partial h, \text{Н/м}^2$	$\partial F/\partial \varphi, \text{Н/(м}\cdot\text{рад)}$	$\partial F/\partial \dot{h}, \text{Н}\cdot\text{с/м}^2$	$\partial F/\partial \dot{\varphi}, \text{Н}\cdot\text{с/(м}\cdot\text{рад)}$
$-132 \cdot 10^3$	$-19 \cdot 10^3$	$-84,7$	$-1,15$
$\partial M/\partial h, \text{Н/м}$	$\partial M/\partial \varphi, \text{Н/рад}$	$\partial M/\partial \dot{h}, \text{Н}\cdot\text{с/м}$	$\partial M/\partial \dot{\varphi}, \text{Н}\cdot\text{с/рад}$
$-1219$	$-205$	$-925 \cdot 10^{-3}$	$-198 \cdot 10^{-3}$

### Аэроупругая устойчивость гладкого канала

Для исследования устойчивости стенки канала найдем решение системы (3) в виде гармонических функций с комплексными амплитудами  $H, \Phi$  и частотой  $\lambda$ :

$$\begin{cases} h = He^{\lambda t}, \\ \varphi = \Phi e^{\lambda t}. \end{cases} \quad (10)$$

После подстановки (10) в исходную систему получим:

$$\begin{cases} (a_1\lambda^2 + a_2\lambda + a_3)H + (b_1\lambda^2 + b_2\lambda + b_3)\Phi = 0, \\ (a_4\lambda^2 + a_5\lambda + a_6)H + (b_4\lambda^2 + b_5\lambda + b_6)\Phi = 0. \end{cases} \quad (11)$$

Для существования нетривиального решения системы (11) необходимо, чтобы ее определитель был равен нулю. Это приводит к характеристическому уравнению 4-го порядка

$$A_4\lambda^4 + A_3\lambda^3 + A_2\lambda^2 + A_1\lambda + A_0 = 0, \quad (12)$$

коэффициенты которого имеют вид:

$$A_4 = a_1b_4 - a_4b_1 = m^2L^2/12, \quad A_3 = a_1b_5 + a_2b_4 - a_4b_2 - a_5b_1,$$

$$A_2 = a_1b_6 + a_2b_5 + a_3b_4 - a_4b_3 - a_5b_2 - a_6b_1, \quad A_1 = a_2b_6 + a_3b_5 - a_5b_3 - a_6b_2,$$

$$A_0 = a_3b_6 - a_6b_3.$$

Условие устойчивости возмущенного движения состоит в том, чтобы действительные части всех корней характеристического уравнения были отрицательны. Необходимым и достаточным условием этого является требование, чтобы коэффициенты  $A_0, \dots, A_4$  и дискриминант Рута  $D = A_1A_2A_3 - A_0A_3^2 - A_1^2A_4$  имели одинаковые знаки [4]. Этот критерий устойчивости аналогичен критерию Рауса–Гурвица. Для рассматриваемой модели коэффициенты  $A_0, \dots, A_4$  положительны. Таким образом, устойчивость возмущенного движения стенки определяется знаком дискриминанта  $D$ . Зависимость дискриминанта  $D$  от коэффициента демпфирования  $c_1$  приведена на рис. 3 для двух значений внешнего давления  $p_{\text{вн}} = 0,9 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$  ( $k_0 = 4,8 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2, k_1 = 3,9 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ ) и  $p_{\text{вн}} = 0,86 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$  ( $k_0 = 6,0 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2, k_1 = 5,1 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$ ) при  $m = 0,2 \text{ кг/м}$ . При  $D > 0$  действительные части корней характеристического уравнения отрицательны и колебания затухают. При  $D < 0$  амплитуда колебаний будет возрастать (заштрихованные области на рис. 3). По аналогии с флаттером крыла такой вид аэроупругой неустойчивости также можно назвать флаттером.

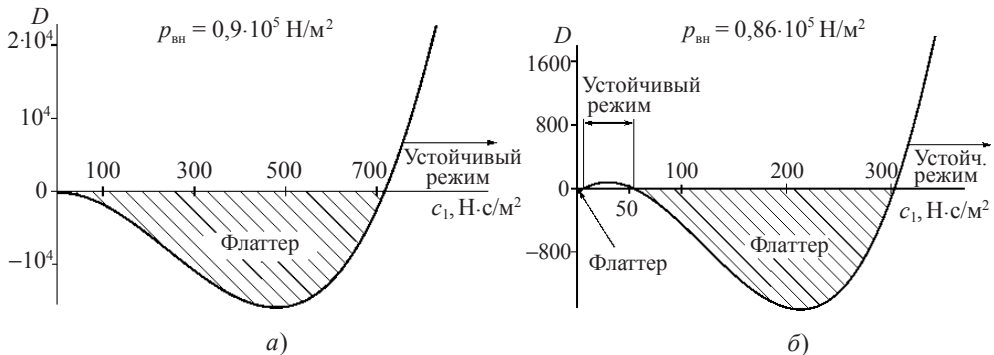


Рис. 3

Отметим, что возможен случай, когда увеличение демпфирования приводит к потере устойчивости. На рис. 3,б показано, что существуют две зоны автоколебаний: при  $c_1 < 7,2$  Н·с/м<sup>2</sup> и при  $53,9 < c_1 < 303,5$  Н·с/м<sup>2</sup>. Этот эффект подобен аномалии Мансура и связан с нелинейностью работы диссипативных сил в задаче об аэроупругих колебаниях системы с двумя степенями свободы.

В результате численного решения уравнения (12) были получены две пары комплексно сопряженных корней:  $(\lambda_1, \lambda_2)$  и  $(\lambda_3, \lambda_4)$ . На рис. 4,а представлены кривые, показывающие поведение  $\lambda_1$  и  $\lambda_3$  при изменении коэффициента демпфирования  $c_1$ . Отношение комплексных амплитуд  $H/\Phi$ , соответствующее этим частотам, показано на рис. 4,б. Стрелками указано направление возрастания  $c_1$ , символами выделены точки автоколебаний. Данные представлены для  $m = 0,2$  кг/м и  $p_{вн} = 0,86 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>.

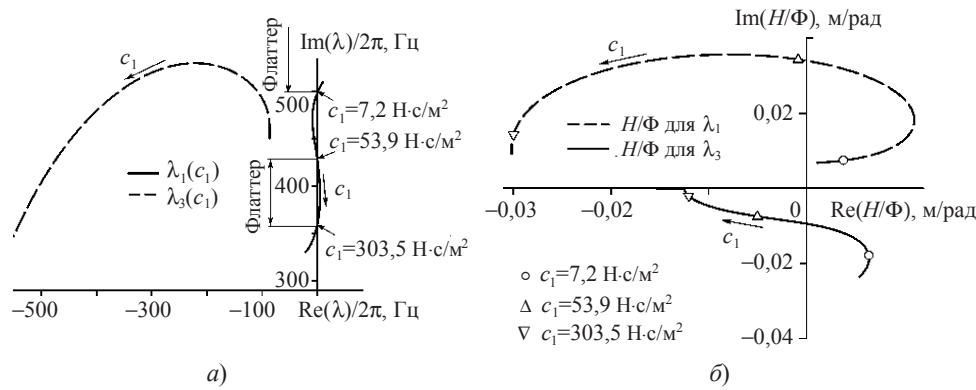


Рис. 4

Для определения границы области аэроупругой устойчивости будем искать решение системы (3) в виде

$$\begin{cases} h = H_0 e^{i\omega t}, \\ \varphi = \Phi_0 e^{i\omega t}, \end{cases} \quad (13)$$

где  $\omega$  – действительная частота,  $H_0$  и  $\Phi_0$  – комплексные амплитуды.

Подставляя решения (13) в систему (3), найдем:

$$\begin{cases} (-a_1\omega^2 + ia_2\omega + a_3)H_0 + (-b_1\omega^2 + ib_2\omega + b_3)\Phi_0 = 0, \\ (-a_4\omega^2 + ia_5\omega + a_6)H_0 + (-b_4\omega^2 + ib_5\omega + b_6)\Phi_0 = 0. \end{cases} \quad (14)$$

Записывая условие существования нетривиального решения системы (14) и разделяя действительную и мнимую части, получим соотношения для определения параметров автоколебаний:

$$\omega^2 - \frac{a_3b_3 + a_6b_2 - a_2b_6 - a_3b_5}{a_4b_2 + a_5b_1 - a_2b_4 - a_1b_5} = 0, \quad (15)$$

$$\omega^4 (a_1b_4 - a_4b_1) + \omega^2 (-a_1b_6 - a_3b_4 + a_4b_3 + a_6b_1 + a_5b_2 - a_2b_5) + (a_3b_6 - a_6b_3) = 0. \quad (16)$$

Подставляя выражение для  $\omega^2$  из (15) в (16), получим уравнение относительно параметров  $m$  и  $c_1$ , при которых наступают периодические автоколебания. Эта зависимость (граница автоколебаний) для нескольких значений  $p_{вн}$  показана на рис. 5,а.

При изменении внешнего давления  $p_{вн}$  и соответственного изменения жесткостей  $k_0$  и  $k_1$  граница области устойчивости качественно меняется. Для малых  $k_0$  и  $k_1$  ( $p_{вн} > 0,9 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>) при постепенном увеличении  $c_1$  система переходит от колебаний с возрастающими амплитудами к затухающим колебаниям. При увеличении жесткостей пружин появляются нелинейные эффекты потери устойчивости, которые описаны ранее для  $p_{вн} = 0,86 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup>. На рис. 5,б изображены зависимости частоты автоколебаний  $\omega/2\pi$  от коэффициента демпфирования  $c_1$  для выбранных режимов.

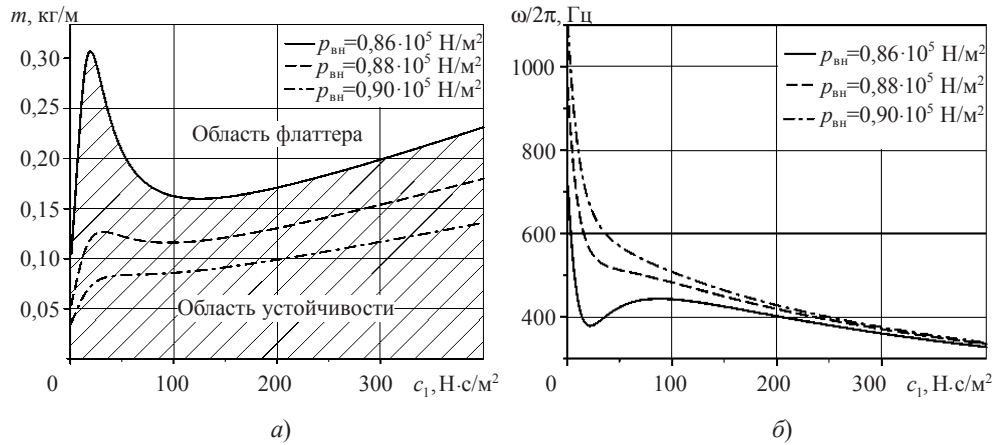


Рис. 5

В дополнение приведем графики, иллюстрирующие поведение системы (см. рис. 1) при различных режимах работы. На рис. 6 показаны колебания переднего ( $x = 0$ ) и заднего ( $x = L$ ) торцов стенки канала и приведены соответствующие фазовые диаграммы. В качестве начальных данных было принято:  $h(0) = 0,1$  мм;  $\varphi(0) = 0,2^\circ$ ;  $\dot{h}(0) = \dot{\varphi}(0) = 0$ .

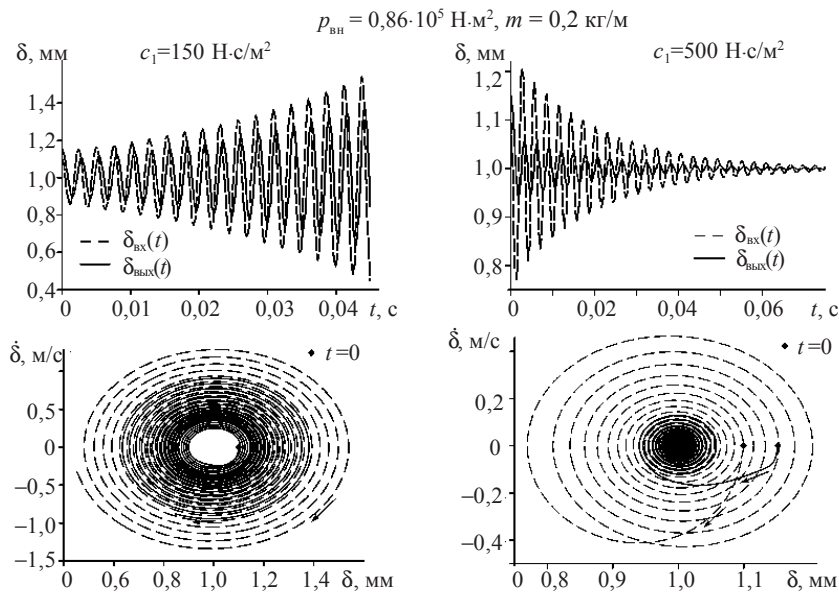


Рис. 6

### Аэроупругие колебания канала с оребрением

Предложенная методика расчетов может быть адаптирована к исследованию аэроупругой устойчивости различных типов каналов, в том числе каналов с оребрением (рис. 7).

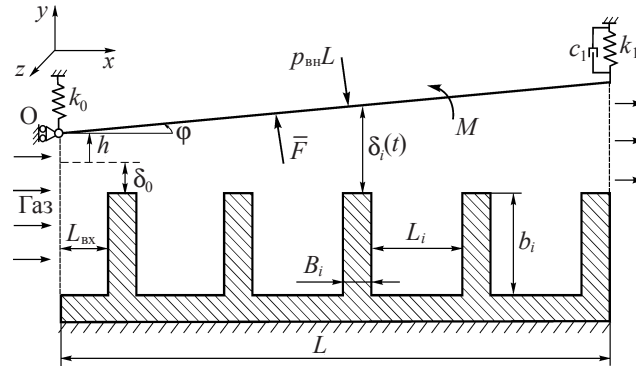


Рис. 7

Для моделирования течения газа в таких каналах можно использовать модель контрольных объемов. Эта модель основана на представлении камеры между ребрами как одного контрольного объема, в котором скорость, давление и плотность газа считаются постоянными. При этом предполагается, что температура газа не меняется по длине канала. Дополнительно вводятся эмпирические зависимости для описания течения над гребнями. В плоском случае уравнение неразрывности модели контрольного объема имеет вид [5]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(p_i S_i) + \mu_0 \mu_{i+1} \delta_{i+1} \sqrt{RT(p_i^2 - p_{i+1}^2)} - \mu_0 \mu_i \delta_i \sqrt{RT(p_{i-1}^2 - p_i^2)} = 0, \quad i = 1, \dots, N, \quad (17)$$

где  $N$  – число камер,  $p_i$  – давление газа в  $i$ -й камере,  $S_i$  – площадь сечения  $i$ -й камеры,  $T$  – температура газового потока,  $R$  – универсальная газовая постоянная. Коэффициент передачи кинетической энергии  $\mu_0$  определяется соотношениями, приведенными в [5, 6]; коэффициент расхода  $\mu_i$  вычисляется по формуле Чаплыгина [5]:

$$\mu_i = \frac{\pi}{\pi + 2 - 5\beta_i + 2\beta_i^2},$$

где  $\beta_i = -1 + (p_{i-1} / p_i)^{(\gamma-1)/\gamma}$ .

Для оценки точности результатов, полученных на основе модели контрольных объемов, было проведено несколько серий стационарных и нестационарных расчетов турбулентного течения воздуха в двумерной постановке. Сравнение результатов по модели контрольных объемов с данными двумерных расчетов показало хорошее согласование интегральных характеристик (расхождение результатов для силы  $F$  и момента  $M$  не превышало 2%), что позволило сделать вывод о допустимости использования упрощенной модели для исследования течения газа в оребренных каналах. При этом время расчетов в двумерной постановке значительно (на порядки) превосходит время расчетов на основе модели контрольных объемов.

Для анализа аэроупругой устойчивости была выбрана модель канала, параметры



которого таковы (см. рис. 7): число камер  $N = 4$ ;  $L_i = 3$  мм;  $\delta_0 = 0,4$  мм;  $B_i = 0,8$  мм;  $b_i = 3$  мм,  $L_{\text{вх}} = 1$  мм. Положение статического равновесия  $h_0 = 0,1$  мм,  $\varphi_0 = 0^\circ$ . В качестве граничных условий задавались значения статического давления  $p_{\text{вх}} = 3 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup> и температуры  $T_{\text{вх}} = 600$  К на входе в канал и статическое давление  $p_{\text{вых}} = 2 \cdot 10^5$  Н/м<sup>2</sup> на выходе.

На основании анализа распределений давления газа в канале при различных законах движения стенки были определены коэффициенты жесткости и демпфирования газового слоя в соответствии с разложением (2). Проводя исследование по изложенной выше методике, можно получить область устойчивости оребренного канала, представленную на рис. 8. Парадокса потери устойчивости, имевшего место ранее для гладкого канала, в данном случае не наблюдается.

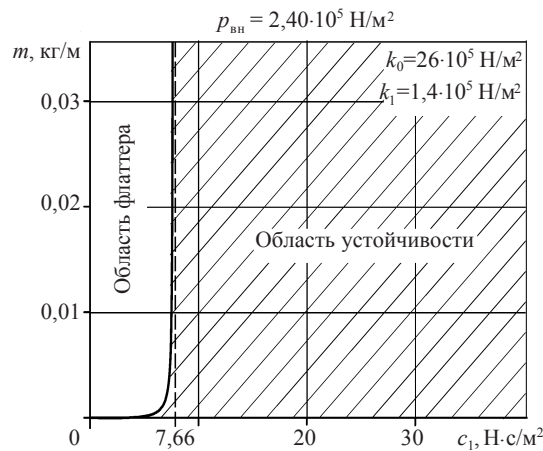


Рис. 8

Уравнения (17), описывающие распределение давления в канале с оребрением, и уравнения (1) колебаний стенки можно свести в одну систему и решать их совместно:

$$\begin{cases} m\ddot{h} + \frac{mL}{2}\ddot{\varphi} + c_1(\dot{h} + \dot{\varphi}L) + k_0h + k_1(h + \varphi L) = \int_0^L pdz - F_0(h_0, \varphi_0), \\ \frac{mL}{2}\ddot{h} + \frac{mL^2}{3}\ddot{\varphi} + c_1L(\dot{h} + \dot{\varphi}L) + k_1L(h + \varphi L) = \int_0^L pzdz - M_0(h_0, \varphi_0), \\ \frac{\partial}{\partial t}(p_i S_i) + \mu_0 \mu_{i+1} \delta_{i+1} \sqrt{RT(p_i^2 - p_{i+1}^2)} - \mu_0 \mu_i \delta_i \sqrt{RT(p_{i-1}^2 - p_i^2)} = 0, \quad i = 1, \dots, N. \end{cases} \quad (18)$$

Численное решение этой нелинейной системы позволяет исследовать динамическое поведение стенки канала. Расчеты, проведенные при различном демпфировании, подтверждают найденную ранее границу устойчивости. Для примера на рис. 9 показано развитие колебаний при начальном отклонении  $h(0) = 0,1$  мм,  $\varphi(0) = 0^\circ$ .

$$m = 0,1 \text{ кг/м} \quad c_1 = 150 \text{ Н·с/м}^2$$

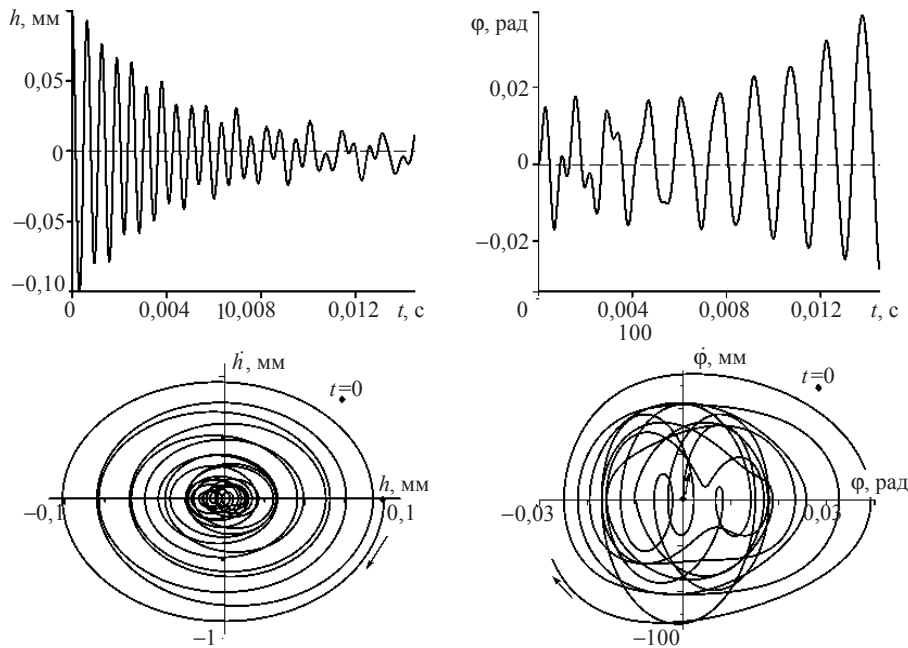


Рис. 9

### Заключение

Исследованы условия возникновения аэроупругих колебаний в плоских каналах с подвижной стенкой. Методика исследования включает в себя моделирование течения газа в канале и анализ устойчивости стенок с учетом обратной связи между распределением давления в канале и величиной зазора. Для определения аэроупругих усилий, действующих на стенки со стороны потока газа, использованы упрощенные математические модели, описывающие нестационарное течение газа в канале при колебаниях одной из стенок. На основании сравнения результатов, полученных при использовании упрощенных моделей, с данными двумерного моделирования, установлено хорошее согласование интегральных характеристик течения: расхода и аэродинамических усилий.

Определены условия возникновения автоколебаний (флаттера) в гладком канале и в канале с оребрением. Построены границы области аэроупругой устойчивости, показано влияние параметров модели на реализацию режимов затухающих колебаний и автоколебаний. Для некоторого диапазона параметров обнаружен эффект потери устойчивости при увеличении коэффициента линейного демпфирования, что говорит о наличии двух областей неустойчивости.

**Ключевые слова:** аэроупругие колебания, плоский канал, нестационарное течение газа в канале, аэроупругая устойчивость, автоколебания, демпфирование.

### Литература

1. Kadaner, Ya.S. Performance Analysis of Sealing Devices in Gas Turbine Engines / Ya.S. Kadaner, A.V. Selivanov, Yu.M. Temis // Stability Control of Rotating Machinery: Proc. of the 3rd Int. Symp., Cleveland, Ohio, USA, 19–23 September 2005. – A. Carlisle Printers, USA, 2005.–

P. 593–604.

2. Шлихтинг, Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 711 с.

3. Темис, Ю.М. Аэроупругие колебания щелевого уплотнения / Ю.М. Темис, Я.С. Каданер, А.В. Селиванов // Проблемы междисциплинарного математического моделирования рабочих процессов в деталях и узлах ГТД: Сб. статей. Вып. 2. – М.: ЦИАМ, 2008. – С. 27–45.

4. Фын, Я.Ц. Введение в теорию аэроупругости / Я.Ц. Фын. – М.: Физматлит, 1959. – 523 с.

5. Childs, D.W. Turbomachinery Rotordynamics: Phenomena, Modeling, and Analysis / D.W. Childs. – John Wiley & Sons Inc., 1993. – 476 p.

6. Yucel, U. Analytical Prediction Techniques for Axisymmetric Flow in Gas Labyrinth Seals / U. Yucel, J.Y. Kazakia // ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power. – 2001. – Vol. 123. – P. 255–257.

[01.10.2008]

## AEROELASTIC OSCILLATIONS IN A PLANE CHANNEL

**Yu.M. Temis, Ya.S. Kadaner, A.V. Selivanov**

The conditions for the arising of aeroelastic oscillations (self-excited oscillations) in a plane channel with one of the walls having two degrees of freedom have been investigated. The investigation method is based on modeling non-stationary gas flow in a channel to determine the aerodynamic forces, followed by the analysis of the aeroelastic stability. The effect of structural parameters of the model on the implementation of attenuating and self-sustaining oscillation modes is shown; a picture of the aeroelastic stability boundary is given. A paradox of destabilization of the system with the increasing damping is observed for a certain parameter set.

**Key words:** aeroelastic oscillations, plane channel, nonstationary gas flow in a channel, aeroelastic stability, self-excited oscillations, damping.