

УДК 629.7.54

## Влияние внешнего акустического излучения на возникновение волновых процессов в многофазных механических структурах бортовой аппаратуры

В. В. Карачун, В. Н. Колосов

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»

*Надійшла до редакції 01.03.96*

---

Досліджується одна з найчастіше використовуваних систем бортової аппаратури у вигляді двох коаксіальних колових циліндрів, розділених рідиною. Вивчаються і аналізуються закономірності формування хвильових процесів у пристроях під впливом зовнішнього акустичного випромінювання під час роботи маршових двигунів КА

---

Установлено, что акустическое излучение, обусловленное работой маршевых двигателей носителей, может оказывать существенное влияние на элементы конструкции летательных аппаратов (Карачун, 1993, 1995; Карачун, Юдин, 1993). Наиболее опасным является влияние внешних акустических воздействий на бортовую аппаратуру, так как оно может стать определяющим при возникновении нарушений режима ее паспортного функционирования. Особенностью звукового воздействия является широкий частотный диапазон, случайный характер изменения амплитуды звукового давления и пространственный характер его воздействия (в отличие от вибрационного) и, следовательно, влияние на командно-измерительный комплекс КА не только через опоры приборов (подобно звуковому мостику), но через все поверхности конструкции. Отсюда очевидна и трудность задачи анализа явления, а также синтеза аппаратуры, инвариантной к такому типу воздействий. В некоторых случаях звуковое излучение высокой интенсивности (160—180 дБ) может привести к необратимым деформациям в материале, появлению трещин и в итоге к разрушению.

Ограничиваясь рамками задачи упругого взаимодействия внешнего акустического излучения с механическими системами аппаратуры, рассмотрим происхождение волны избыточного давления через механическую систему в виде двух коаксиальных круговых цилиндров, разделенных жидкостью и соединенных упругой связью (рис. 1). Подобные механические системы довольно часто встречаются, например, в навигационных приборах (дифференцирующие и интегрирующие гироскопы, компасы и др.) и в конструкциях комплектующих устройств КА. Такая механическая система может рассматриваться как многофазная, так как содержит твердые, жидкие и газообразные элементы.

Решение задачи в самом общем виде представляет достаточно сложную проблему. Поэтому сделаем некоторые упрощающие предложения, позволяющие, не в ущерб объективности картины взаимодействия, провести декомпозицию сложной механической модели на более простые, позволяющие получить инженерные решения.

Предположим наличие у внутреннего цилиндра двух взаимно перпендикулярных плоскостей геометрической и массовой симметрии, перпендику-

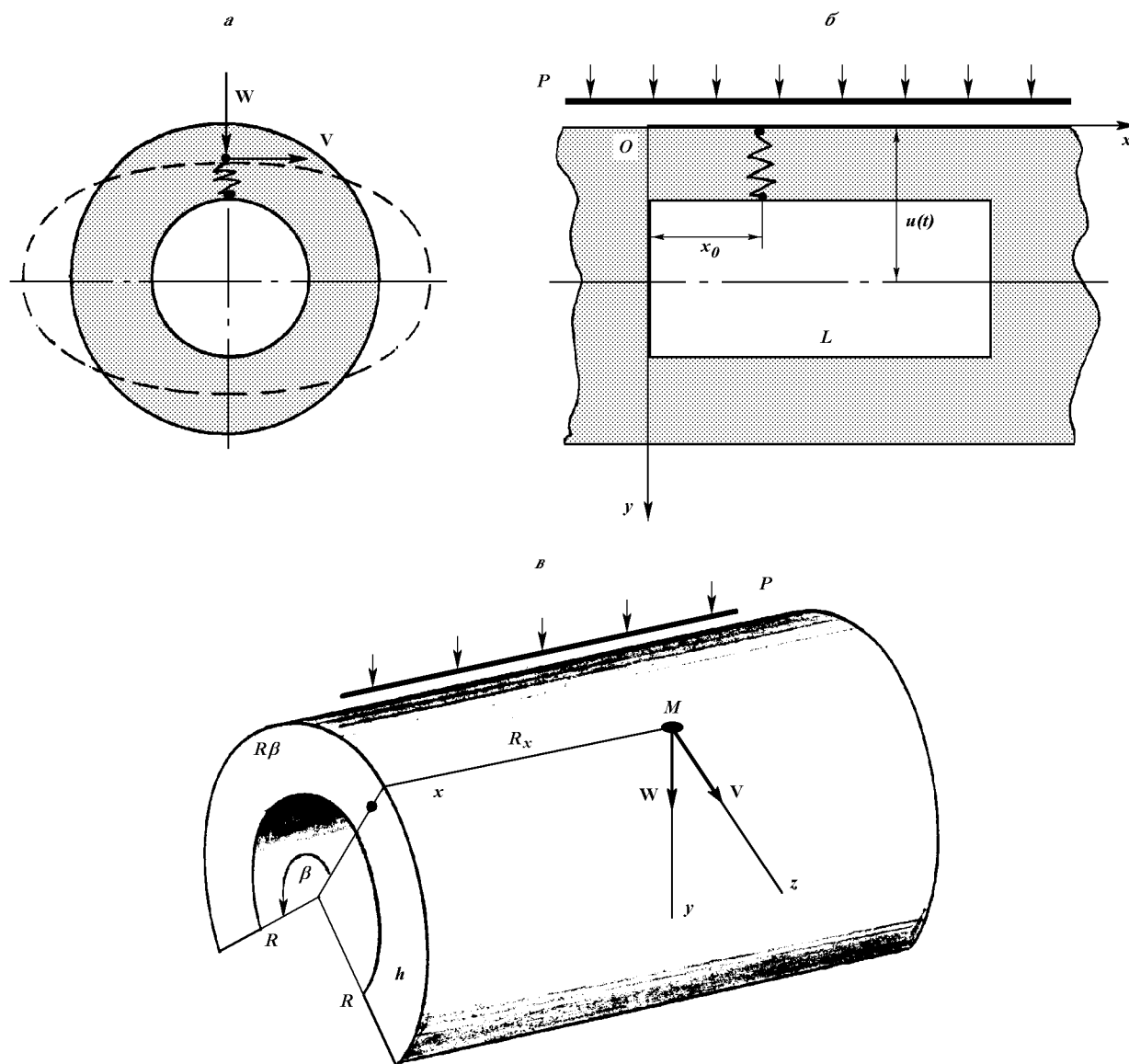


Рис. 1. Механическая модель расчета упругого взаимодействия звукового излучения с системой из двух цилиндров

лярных к фронту падающей плоской волны избыточного давления. С одной стороны, это упрощение позволяет утверждать о наличии поступательного и прямолинейного перемещения внутреннего подвижного цилиндра в направлении распространения волны давления, т. е. вдоль оси  $y$ , с другой — предполагать наличие установившегося состояния обтекания подвижного цилиндра жидкостью, т. е. без кавитаций. Принятые допущения позволяют

сформулировать граничные условия в виде равенства нулю скоростей бесконечно далеких точек потока и равенства нормальных составляющих скоростей точек контура и соприкасающихся с ним частиц среды и безотрывности обтекания, т. е. набегающий поток жидкости предполагается плоским безвихревым по отношению к системе координат, жестко связанной с внутренним цилиндром.

Пусть в момент времени  $t = 0$  с упругой наруж-

ной оболочкой (замена наружного цилиндра бесконечной по протяженности оболочкой осуществлена в предположении отсутствия перераспределения энергии изгиба к сопряженным поверхностям цилиндра) начинает взаимодействовать волна давления вида

$$P(x; \beta; t) \stackrel{\text{def}}{=} -P_0(x; \beta; t)R^2(1 - \sigma^2)(EL)^{-1}, \quad (1)$$

где  $P_0$  — амплитуда звукового давления,  $E$  — модуль упругости,  $\sigma$  — коэффициент Пуассона,  $x$ ,  $\beta$  — безразмерные координаты в долях радиуса  $R$  оболочки,  $L$  — длина внутреннего цилиндра. Фронт волны параллелен боковой образующей цилиндра, а полный импульс давления предполагается конечным по величине.

Таким образом, рассматриваемая механическая модель представляет собой бесконечную по протяженности упругую наружную оболочку, соединенную с абсолютно твердым внутренним цилиндром, а действие падающей волны давления осуществляется на внутренний подвижный цилиндр только через упругую связь.

В соответствии с технической моментной теорией уравнения наружной упругой оболочки имеют вид (Карачун, Лозовик, 1995)

$$\begin{aligned} \omega^2 \rho V + \frac{\partial^2 V}{\partial \beta^2} + \frac{1 - \sigma}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial W}{\partial \beta} &= 0; \\ \omega^2 \rho W + \frac{\partial V}{\partial \beta} + c^2 \nabla^2 \nabla^2 W + W + \\ + c_1 [W(x_0; \beta; t) - U(t)] \delta(x - x_0) &= \\ = - \frac{1 - \sigma^2}{EL} R^2 P_0(x; \beta; t), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность материала оболочки,  $c_1$  — коэффициент жесткости упругой связи,  $\nabla^2$  — бигармонический оператор,  $V$ ,  $W$  — перемещения элементов поверхности оболочки в касательной плоскости и плоскости шпангоута соответственно,  $c^2 = n^2(12R^2)^{-1}$  — множитель,  $\delta(x - x_0)$  — дельта-функция Дирака,  $U(t)$  — поступательное перемещение внутреннего цилиндра, уравнение движения которого можно записать в виде

$$\begin{aligned} M \frac{d^2}{dt^2} [U(t) - W(x_0; \beta; t)] + \\ + c_1 [U(t) - W(x_0; \beta; t)] &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $M$  — масса цилиндра.

Добавив к уравнениям (2), (3) кинематические соотношения

$$\begin{aligned} U(0) - W(x_0; \beta; 0) &= l = l(x_0; \beta); \\ \frac{d}{dt} [U(t) - W(x_0; \beta; t)]_{t=0} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

получаем задачу Коши для функции  $[U(t) - W(x_0; \beta; t)]$ .

Решением уравнений (3)—(4) будет

$$U(t) - W(x_0; \beta; t) \stackrel{\text{def}}{=} c_1^{-1} f(x_0; \beta; t), \quad (5)$$

вследствие чего система уравнений (2) примет вид

$$\begin{aligned} \omega^2 \rho V + \frac{\partial^2 V}{\partial \beta^2} + \frac{1 - \sigma}{2} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial W}{\partial \beta} &= 0, \\ \omega^2 \rho W + \frac{\partial V}{\partial \beta} + c^2 \nabla^2 \nabla^2 W + W &= \\ = f(x_0; \beta; t) \delta(x - x_0) + P(x; \beta; t), \end{aligned} \quad (6)$$

решение которой при  $0 < R_1 < r < R_2$ ,  $0 \leq \beta \leq 2\pi$ ,  $0 < x < L$  для малых толщин  $h$  может быть представлено в виде двойных тригонометрических рядов

$$\begin{aligned} V &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} V_{mn} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x}{L}; \\ W(x_0; \beta; t) &= \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn}(x_0; t) \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x_0}{L}; \\ U(t) &= c_1^{-1} f(x_0; \beta; t) = \\ = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} W_{mn}(x_0; t) \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x_0}{L}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $m$  и  $n$  — числа полуволн изгиба в поперечном и продольном сечении оболочки соответственно.

Наибольший интерес представляет изучение поступательного перемещения внутреннего подвижного цилиндра под действием акустической волны давления. Решение системы уравнений (6) с учетом (7) дает возможность определить закон движения цилиндра:

$$\begin{aligned} U(t) &= l \cos \sqrt{\frac{c_1}{M}} t + \\ + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \omega^2 \rho - m^2 - \frac{1 - \sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 : \\ &: \left\{ m^2 + \left[ \omega^2 \rho - m^2 - \frac{1 - \sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right] \times \right. \\ &\left. \times \left[ (\omega^2 \rho + 1) + c^2 \left( \left( \frac{m}{r} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right)^2 \right] \right\} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{1}{\pi L} \left\{ \left( \sin \frac{n\pi x_0}{L} \right)_{0}^{2\pi} \int f(x_0; \beta; t) \exp(-im\beta) d\beta + \right. \\ & + [1 - (-1)^n] \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} P_0 \sum_{m_1=0}^{\infty} \varepsilon_{m_1} (-1)^{m_1} I_{m_1}(kr) \times \\ & \left. \left\{ \times [\exp(im_1\beta) + \exp(-im_1\beta)] \right\} \exp(im\beta) \sin \frac{n\pi x_0}{L}, \right. \end{aligned}$$

где [5]

$$P(r; \beta) = P_0 \sum_{m_1=0}^{\infty} \varepsilon_{m_1} (-1)^{m_1} I_{m_1}(kr) \cos m_1 \beta;$$

$k$  — волновое число.

Анализ возмущенного движения внутреннего цилиндра показывает, что при формах продольных колебаний наружной оболочки с номерами  $n = L/x_0$  он не будет перемещаться в поперечной плоскости наружной оболочки, а при  $n = L/2x_0$  — наоборот, амплитуда его колебаний будет максимальной.

Это явление имеет простое геометрическое толкование. Из выражения (8) следует, что при  $n\pi x_0/L = 0; \pi$  или  $2\pi$ , т. е. совпадении длины полуволны изгиба с длиной цилиндра  $L$  ( $n = 1$ ), первое равенство дает  $x_0 = 0$ , второе —  $x_0 = L$ , третье —  $x_0 = 2L$ . Для второй формы изгибных колебаний наружной оболочки, когда на длине  $L$  укладываются две полуволны ( $n = 2$ ), получаем  $x_0 = 0; 1/2L; L$  соответственно. Наконец, для третьей формы ( $n = 3$ ) имеем  $x_0 = 0; 1/3L; 2/3L$  и так далее.

Это означает, что через точку крепления упругой связи проходят узлы изгибной волны и внешнее акустическое воздействие в этом случае не оказывает влияния на перемещение внутреннего цилиндра.

С другой стороны, при  $n = L/2x_0$  амплитуда колебаний цилиндра достигает своих максимальных значений. Отсюда для первой формы ( $n = 1$ )  $x_0 = 1/2L$ ; для второй формы  $x_0 = 1/4L, 3/4L$ ; для третьей  $x_0 = 1/6L, 1/2L$  и так далее. Такое сильное влияние колебаний наружной оболочки на перемещение внутреннего цилиндра объясняется прохождением участков пучности продольных колебаний через точку крепления упругой связи.

Из формулы (8) видно, что равенство

$$\omega^2 \rho - m^2 - \frac{1 - \sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 = 0 \quad (9)$$

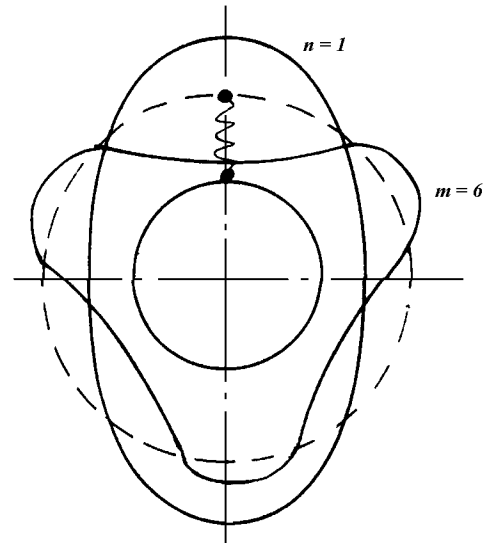


Рис. 2. Взаимное влияние форм колебаний наружной оболочки

объясняет явление взаимного подавления влияния поперечных и продольных форм колебаний оболочки на динамику внутреннего цилиндра, что обусловлено равенством по величине и различием знаков перемещений точки крепления упругой связи к оболочке в продольной плоскости и плоскости шпангоута. Иллюстрацией может служить, например, случай, когда  $n = 1$ , а  $m = 6$  (рис. 2).

Особо следует остановиться на возможности возникновения резонансных явлений. Выражение (8) дает возможность установить значения резонансных частот:

$$\begin{aligned} \omega_p = & (2\rho)^{-1/2} \left\{ \left\{ -\frac{h^2}{12R^2} \left[ \left( \frac{m}{r} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right]^2 + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1 - \sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 + m^2 - 1 \pm \right. \right. \\ & \left. \left. \pm \left\{ \frac{h^2}{12R^2} \left[ \left( \frac{m}{r} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right]^2 + \frac{1 - \sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right\}^2 \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left\{ \frac{h^2}{12R^2} \left[ \left( \frac{m}{r} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 \right]^2 + \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \left\{ \left\{ \left\{ + \frac{1 - \sigma}{2} \left( \frac{n\pi}{L} \right)^2 + m^4 + 3 \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \right\} \right\} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (10) \end{aligned}$$

при которых за счет синфазного перемещения точки крепления упругой связи в двух плоскостях ( $m, n$ -формы) будет происходить резкое увеличение размаха колебаний.

Таким образом, акустическое излучение, как видно, может существенно влиять на динамику

механических систем бортовой аппаратуры КА и должно приниматься во внимание при проектировании командно-измерительного комплекса космических аппаратов.

Карачун В. В. О влиянии акустического излучения на плоские элементы конструкций гироскопических приборов // Механика гироскопических систем.—1993.—Вып. 12.—С. 23—29.

Карачун В. В. О влиянии звукового излучения на механические системы // Тез. докл. междунар. науч.-практич. конф. «Аэрокосмический комплекс: конверсия и технология», Житомир, 11—16 сент., 1995 г. — Житомир: ЖИТИ, 1995.—С. 20—21.

Карачун В. В., Лозовик В. Г. О влиянии акустического излучения на динамику чувствительных элементов гиросtabilизированной платформы // Космічна наука і технологія.—1995.—1, № 2-6.—С. 72—75

Карачун В. В., Юдин О. Н. О погрешности гироскопического

датчика угловых скоростей при внешнем акустическом возмущении // Механика гироскопических систем.—1993.—Вып. 12.—С. 107—110.

Шендеров Е. Л. Волновые задачи гидроакустики. — Л.: Судостроение, 1972.—352 с.

---

**THE INFLUENCE OF AN EXTERNAL ACOUSTIC EMISSION ON WAVE PROCESSES ARISING IN MULTIPHASE MECHANICAL STRUCTURES ON BOARD SPACECRAFT**

*V. V. Karachun and V. N. Kolosov*

A frequently used system of on board equipment consisting of two coaxial circular cylinders separated by a liquid is examined. We study and analyze the initiation of wave processes in the equipment under the influence of an external acoustic emission from the working space vehicle sustainers.