

УДК 629.7.054

Е.А. КЛАДУН

Национальный технический университет Украины «КПИ», Киев, Украина

УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ С КРУГЛОЙ ПЛАСТИНОЙ

Раскрывается природа появления дополнительных погрешностей гироскопа линейных ускорений в натуральных условиях. Показан механизм воздействия проникающего акустического излучения на торцевую платину подвеса гироскопа и установлена закономерность ее изгибного движения.

ракета-носитель, гироскопический интегратор линейных ускорений, дифракция звуковых волн, волновое совпадение

Введение

Постановка задачи и ее связь с практическими задачами. В натуральных условиях проникающая акустическая волна оказывает максимальное воздействие на крышки кожуха гироскопа, имеющие в направлении нормали существенно меньшую, по отношению к двум другим координатам, жесткость. В совокупности с угловым движением фюзеляжа, возникающие нелинейные колебания приводят к появлению моментов сил инерции Кориолиса, воспринимаемых гироскопом как входное воздействие. Выяснение закономерностей изгибного движения торцов кожуха, таким образом, составляет актуальную задачу анализа динамики навигационного оборудования.

Суть задачи состоит в том, что подшипники главной оси гироскопа крепятся в крышках кожуха, посадочные места наружных обойм геометрически располагаются в центре. Таким образом, логично в дальнейшем рассматривать торцевые поверхности как круглые кольцевые пластины наружного радиуса R и внутреннего – r_0 , причем и внутренний и наружный контур предположить жестко закрепленными. Что касается внешнего, т.е. наружной боковой поверхности пластины, то обоснование этого условия сформулировано ранее. По внутреннему же

радиусу r_0 оно может иметь простую трактовку, состоящую в том, что центры крышек кожуха конструктивно соединены с установленным в них ротором гироскопа и, таким образом, не могут совершать изгибного движения.

Обзор публикаций и выделение нерешенных задач. Упругое взаимодействие пластин с акустическими полями, в основном, изучалось при решении вопросов звукоизоляции. Расчетная модель, как правило, строилась в виде бесконечной по протяженности пластины [1, 2]. Звуковое воздействие рассматривалось в виде плоской волны давления. Такое представление позволило существенно упростить математический аппарат исследований.

Наиболее часто для аналитических исследований уравнения плоской изотропной пластины записывают в форме Ламе [3].

К классическим работам, посвященным упругому взаимодействию звуковых волн с пластинами и оболочками, можно отнести исследования Л.М. Лямшева [4]. Уточнения расчетных моделей тонкой пластины проведены, например, в монографии [5].

Представление возмущающего воздействия и изгибного движения в виде двойных тригонометрических рядов позволило в рамках двумерной задачи глубже раскрыть природу явления и установить

причины возникновения локальных особенностей – пространственно-частотного резонанса, неполного пространственно-частотного резонанса, волнового совпадения [6 – 9].

Крышки кожуха гироскопа представляют собой круглую пластину с отверстием для подшипников. Поэтому следует трансформировать расчетную модель таким образом, чтобы максимально приблизить к натурному исполнению элементов.

Постановка задачи данного исследования. В предположении, что плоскость пластины в направлении нормали к ее поверхности существенно меньше жесткости в двух других направлениях, ограничимся изучением одномерной задачи и проанализируем механизм упругого взаимодействия пластины с плоской монохроматической волной давления.

Установление закономерностей возмущенного движения крышек кожуха позволит выяснить природу появления погрешностей измерений при неизбежном угловом движении фюзеляжа носителя. Полученные результаты послужат теоретической основой выбора методов изоляции.

Изложение основного материала с обоснованием полученных результатов

Дифференциальное уравнение кольцевой пластины имеет вид

$$\Delta^2 W(x, y) = \frac{1}{D} q(x, y) \stackrel{def}{=} f(x, y), \quad (1)$$

где Δ^2 – бигармонический оператор;

D – цилиндрическая жесткость;

$q(x, y)$ – плотность внешней нагрузки (акустическое давление);

$0 < r_0^2 < x^2 + y^2 < R^2$; r^0 – наружный радиус обоймы подшипника главной оси.

$$\tilde{A} = \left\{ x^2 + y^2 = r^2 \right\} \cup \left\{ x^2 + y^2 = R^2 \right\} \cup \left\{ -\frac{h}{2} \leq z \leq \frac{h}{2} \right\} \quad (2)$$

– боковая поверхность пластины.

Граничными приемем однородные условия

$$W|_{\tilde{A}} = 0; \quad \frac{\partial W}{\partial n}|_{\tilde{A}} = 0, \quad (3)$$

где $\frac{\partial}{\partial n}$ – оператор дифференцирования по внешней нормали к боковой поверхности пластины $\tilde{A}$.

В дальнейшем считаем, что правая часть исходного уравнения является средним значением функции $f(x, y)$ на окружности $r_0 < r = const < R$, а угол ϕ изменяется в пределах $0 \leq \phi \leq 2\pi$, т.е.

$$\overline{f(r)} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(r \cos \phi, r \sin \phi) d\phi \stackrel{def}{=} g(r). \quad (4)$$

В этом случае можно утверждать, что изучаемая задача асимметрична, а потому решение уравнения (1) будет функцией только одной переменной, в данном случае – переменной r :

$$W = W(r).$$

Для удобства дальнейших вычислений перейдем к полярной системе координат. Тогда с учетом осевой симметрии имеем

$$\begin{aligned} \Delta W &= W'' + \frac{1}{r} W'; \\ \Delta^2 W &= \left(W'' + \frac{1}{r} W' \right)'' + \frac{1}{r} \left(W'' + \frac{1}{r} W' \right)' = \\ &= W^{IV} + \frac{2}{r} W''' - \frac{1}{r^2} W'' + \frac{1}{r^3} W' = g(r), \end{aligned} \quad (5)$$

на основании чего можно утверждать о правомочности перехода к уравнению Эйлера

$$\begin{aligned} L W &= r^4 W^{IV} + 2r^3 W''' - r^2 W'' + r W' = \\ &= r^4 g(r) \end{aligned} \quad (6)$$

с однородными граничными условиями

$$W(r_0) = 0; \quad W(R) = 0; \quad -W'(r_0) = 0;$$

$$W'(R) = 0. \quad (7)$$

Пусть $r = \exp \xi = 1 \exp \xi$, где $[\cdot]$; $\xi = \ln r$ – безразмерная величина.

Тогда

$$\begin{aligned}
 W' &= \exp(-\xi) \frac{dW}{d\xi}; \\
 W'' &= \exp(-2\xi) \left(\frac{d^2W}{d\xi^2} - \frac{dW}{d\xi} \right); \\
 W''' &= \exp(-3\xi) \left(\frac{d^3W}{d\xi^3} - 3 \frac{d^2W}{d\xi^2} + 2 \frac{dW}{d\xi} \right); \\
 W^{IV} &= \exp(-4\xi) \left(\frac{d^4W}{d\xi^4} - 6 \frac{d^3W}{d\xi^3} + 11 \frac{d^2W}{d\xi^2} - 6 \frac{dW}{d\xi} \right); \\
 LW &= \frac{d^4W}{d\xi^4} - 6 \frac{d^3W}{d\xi^3} + 11 \frac{d^2W}{d\xi^2} - 6 \frac{dW}{d\xi} + \\
 &+ 2 \left(\frac{d^3W}{d\xi^3} - 3 \frac{d^2W}{d\xi^2} + 2 \frac{dW}{d\xi} \right) - \left(\frac{d^2W}{d\xi^2} - \frac{dW}{d\xi} \right) + \quad (8) \\
 &+ \frac{dW}{d\xi} = \frac{d^4W}{d\xi^4} - 4 \frac{d^3W}{d\xi^3} + 4 \frac{d^2W}{d\xi^2} = \\
 &= \exp(4\xi) g[\exp(\xi)].
 \end{aligned}$$

Закономерности изгибного движения. Уравнение (8) неоднородное, поэтому его решение ищем в виде суммы

$$W = W_1 + W_2$$

решений однородного уравнения – W_1 и неоднородного – W_2 .

Однородному дифференциальному уравнению

$$LW_1 = \frac{d^4W_1}{d\xi^4} - 4 \frac{d^3W_1}{d\xi^3} + 4 \frac{d^2W_1}{d\xi^2} = 0$$

соответствует характеристическое

$$\lambda^4 - 4\lambda^3 + 4\lambda^2 = \lambda^2(\lambda - 2)^2 = 0,$$

корни которого равны:

$$\lambda_1 = \lambda_2 = 0; \quad \lambda_3 = \lambda_4 = 0.$$

Из этого заключаем, что решение однородного уравнения (9) будет таким

$$\begin{aligned}
 W_1 &= C_1 + C_2\xi + (C_3 + C_4\xi)\exp(2\xi) = \\
 &= C_1 + (C_2 + C_4r^2)\ln r + C_3r^2, \quad (9)
 \end{aligned}$$

где C_i – произвольные постоянные интегрирования.

Частное решение $W_2(\exp \xi)$ неоднородного уравнения

$$LW_2 = \exp 4\xi \cdot g(\exp \xi), \quad (10)$$

в предположении, что функция $g(r) = g(\exp \xi)$ задана степенным рядом

$$g(r) = \sum_{n=0}^{+\infty} g_n r^n = \sum_{n=0}^{+\infty} g_n \exp(n\xi),$$

ищем в виде решения уравнения

$$LW_2 = \exp(4\xi) \cdot g(\exp \xi) = \sum_{n=0}^{+\infty} g_4 \exp(n+4)\xi, \quad (11)$$

которое следует из (10).

Решение уравнения (11) также ищем в виде степенного ряда относительно $\exp(\xi)$, т.е.

$$W_2(\exp \xi) = \sum_{n=0}^{+\infty} W_{2,n} \exp(n+4)\xi, \quad (12)$$

с коэффициентом $W_{2,n}$, подлежащим определению.

Подстановка соотношения (12) в уравнение (11) дает:

$$\begin{aligned}
 W_{2,n} \left[(n+4)^4 - 4(n+4)^3 + 4(n+4)^2 \right] = \\
 = W_{2,n} (n+2)^2 (n+4)^2 = g_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (13)
 \end{aligned}$$

Откуда частное решение уравнения (11) можно представить в виде

$$\begin{aligned}
 W_2(\exp \xi) &= \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{g_n}{(n+2)^2 (n+4)^2} \exp(n+4)\xi \Rightarrow \\
 W_2(r) &= r^4 \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{g_n}{(n+2)^2 (n+4)^2} r^n. \quad (14)
 \end{aligned}$$

Таким образом, общее решение дифференциального уравнения (6) можно записать так:

$$\begin{aligned}
 W(r) &= W_1(r) + W_2(r) = \\
 &= C_1 + (C_2 + C_4r^2)\ln r + C_3r^2 + W_2(r), \quad (15)
 \end{aligned}$$

где $W_1(r)$ определяется соотношением (9), а $W_2(r)$ – формулой (14).

Остается выбрать такие значения постоянных C_i , при которых выполняются граничные условия (7).

Это осуществимо путем решения следующей системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных C_1, C_2, C_3, C_4 :

$$C_1 + (\ln r_0) C_2 + r_0^2 C_3 + (r_0^2 \ln r_0) C_4 = -W_2(r_0);$$

$$C_2 + 2r_0^2 C_3 + r_0^2 (1 + 2 \ln r_0) C_4 = -r_0 W_2'(r_0),$$

$$C_1 + (\ln R) C_2 + R^2 C_3 + (R^2 \ln R) C_4 = -W_2(R);$$

$$C_2 + 2R^2 C_3 + R^2 (1 + 2 \ln R) C_4 = -RW_2'(R). \quad (16)$$

Предельный переход в случае пластины с закрепленным центром. Чтобы осуществить этот предельный переход, необходимо решение уравнений (15), (16) искать в виде, обеспечивающем при $r_0 \rightarrow 0$ удовлетворение условий $W(r) \rightarrow 0$, $W'(r) \rightarrow 0$, при $r_0 \rightarrow 0$.

Пусть в третьем и четвертом уравнениях (16) постоянные $C_1 = 0$, $C_2 = 0$. Решим систему из третьего и четвертого уравнений с учетом выполнения этих условий.

Обозначив решения через C_i^0 , получаем:

$$C_1^0 = C_2^0 = 0;$$

$$C_3^0 = -\frac{W_2(R) - [2W_2(R) - RW_2'(R)] \ln R}{R^2};$$

$$C_4^0 = \frac{2W_2(R) - RW_2'(R)}{R^2}.$$

Если теперь подставить найденные значения C_i^0 в первое и второе уравнения, может случиться, что они будут несовместимы, т.е.:

$$r_0^2 C_3^0 + r_0^2 (\ln r_0) C_4^0 \neq -W_2(r_0);$$

$$2r_0 C_3^0 + r_0 (1 + 2 \ln r_0) C_4^0 \neq -r_0 W_2'(r_0).$$

Однако, осуществив предельный переход в этих соотношениях полагая $r_0 \rightarrow 0$, а также принимая во внимание вытекающий из условий (14) факт, что $W_2(r_0) \rightarrow 0$, $W_2'(r_0) \rightarrow 0$, при $r_0 \rightarrow 0$ получим равенства

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} \{r_0^2 C_3^0 + r_0^2 (\ln r_0) C_4^0\} =$$

$$= \lim_{r_0 \rightarrow 0} \{-W_2(r_0)\} = 0;$$

$$\lim_{r_0 \rightarrow 0} \{2r_0 C_3^0 + r_0 (1 + 2 \ln r_0) C_4^0\} =$$

$$= \lim_{r_0 \rightarrow 0} \{-W_2'(r_0)\} = 0,$$

на основании которых решение задачи (16), (7) можно записать в виде

$$W_0(r) = \left\{ [RW_2'(R) - 2W_2(R)] \ln R - W_2(R) \right\} \cdot$$

$$\cdot \frac{r^2}{R^2} + \left\{ [2W_2(R) - RW_2'(R)] \ln R \right\} \frac{r^2}{R^2} + W_2(r) =$$

$$= W_2(r) + [RW_2'(R) - 2W_2(R)] \frac{r^2}{R^2} \ln \frac{R}{r} -$$

$$-W_2(R) \frac{r^2}{R^2}. \quad (17)$$

Это есть закон изгибного движения круглой пластины радиуса R при воздействии на ее поверхность акустической волны давления при условии, что ее центр неподвижно закреплен и $W_0'(r) \rightarrow 0$, при $r_0 \rightarrow 0$.

Одномерная задача упругого взаимодействия крышки кожуха с акустическим излучением. Предыдущие выкладки сделаны в общей постановке, для внешнего возмущающего воздействия любой структуры. Воспользуемся полученными результатами для анализа изучаемого явления – взаимодействия механических систем с акустическим излучением.

Пусть на пластину действует стационарная плоская звуковая волна, точнее, ее антисимметричная составляющая вида (рис. 1):

$$f(x, y) = \frac{1}{D} P_0 \exp i k_0 (\alpha x - \beta y), \quad (18)$$

где α, β – постоянные коэффициенты;

k_0 – волновое число;

D – цилиндрическая жесткость пластины;

P_0 – амплитуда звукового давления.

Обозначим: $x = r \cos \phi$; $y = r \sin \phi$;

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \cos \varepsilon; \quad \frac{\beta}{\gamma} = \sin \varepsilon; \quad \gamma = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}; \quad \alpha = \cos \Theta_1 \sin \Theta;$$

$$\beta = \sin \Theta_1.$$

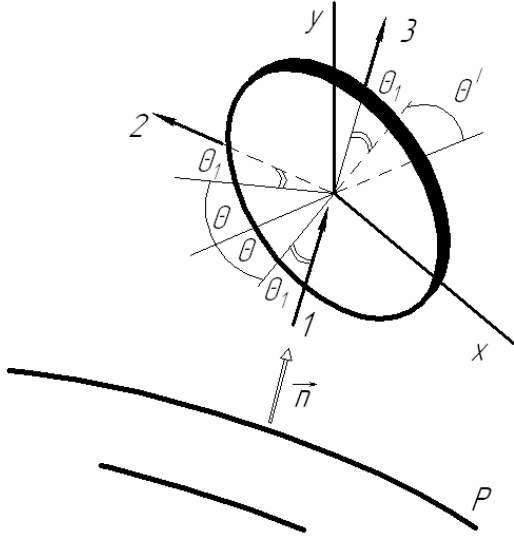


Рис. 1. Схема прохождения звуковой волны через крышку гироскопа

Тогда

$$\begin{aligned}\overline{f(r)} = g(r) &= \frac{1}{2\pi D} P_0 \int_0^{2\pi} \exp i\gamma k_0 \cos(\phi + \varepsilon) d\phi = \\ &= \frac{1}{2\pi D} P_0 \int_0^{2\pi} \exp i\gamma k_0 \cos \phi d\phi = \\ &= \frac{1}{2\pi D} P_0 \int_0^{2\pi} \left\{ J_0(\gamma k_0 r) + 2 \sum_{n=1}^{+\infty} i^n J_n(\gamma k_0 r) \cos n\phi \right\} d\phi = \\ &= \frac{1}{D} P_0 J_0(\gamma k_0 r) = \frac{1}{D} P_0 \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2n}}{(n!)^2} r^{2n}\end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned}LW = r^4 g(r) &= \frac{1}{D} P_0 r^4 J_0(\gamma k_0 r) = \\ &= \frac{1}{D} P_0 \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2n}}{(n!)^2} \exp[(2n+4)\xi],\end{aligned}\quad (19)$$

где $r = \exp(\xi)$.

Найдем частное решение $W_2(r) = W_2(\exp \xi)$ уравнения (19) в виде суммы степенного ряда относительно $r = \exp \xi$:

$$W_2(\exp \xi) = \frac{1}{D} P_0 \sum_{n=0}^{+\infty} W_{2,n} \exp[(2n+4)\xi] \quad (20)$$

с коэффициентами $W_{2,n}$, подлежащими определению.

Подстановка (4) в уравнение

$$\begin{aligned}LW &= \frac{d^4 W}{d\xi^4} - 4 \frac{d^3 W}{d\xi^3} + 4 \frac{d^2 W}{d\xi^2} = \\ &= \frac{1}{D} P_0 \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2n}}{(n!)^2} \exp[(2n+4)\xi]\end{aligned}$$

дает:

$$\begin{aligned}\left\{ (2n+4)^4 - 4(2n+4)^3 + 4(2n+4)^2 \right\} W_{2,n} &= \\ &= (2n+4)^2 (2n+2)^2 W_{2,n} = \\ &= 16(n+1)^2 (n+2)^2 W_{2,n} = \\ &= (-1)^n \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2n}}{(n!)^2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots\end{aligned}$$

$$\Rightarrow W_{2,n} = \frac{(-1)^n}{16} \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2n}}{[(n+2)!]^2} \Rightarrow$$

$$\begin{aligned}W_2(\exp \xi) &= \frac{1}{16D} P_0 \sum_{n=0}^{+\infty} (-1)^n \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2n}}{[(n+2)!]^2} \cdot \\ &\cdot \exp[2(n+2)\xi] = \left| \begin{matrix} n+2 = m \\ n = m-2 \end{matrix} \right| = \\ &= \frac{1}{16D} P_0 \sum_{m=2}^{+\infty} (-1)^m \frac{\left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{2(m-2)}}{(m!)^2} \exp(2m\xi) = \\ &= \frac{1}{16D} P_0 \left(\frac{\gamma k_0}{2}\right)^{-4} \sum_{m=2}^{+\infty} (-1)^m \frac{\left(\frac{\gamma k_0 \exp \xi}{2}\right)^{2m}}{(m!)^2} =\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}&= \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} \left\{ \sum_{m=0}^{+\infty} (-1)^m \frac{\left(\frac{\gamma k_0 \exp \xi}{2}\right)^{2m}}{(m!)^2} + \right. \\ &\left. + \frac{\left(\frac{\gamma k_0 \exp \xi}{2}\right)^2}{(1!)^2} - 1 \right\} = \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D}.\end{aligned}$$

$$\left\{ J_0(\gamma k_0 \exp \xi) + \frac{1}{(1!)^2} \left(\frac{\gamma k_0 \exp \xi}{2}\right)^2 - 1 \right\} \Rightarrow$$

$$W_2(r) = \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} \left\{ J_0(\gamma k_0 r) + \left(\frac{\gamma k_0 r}{2} \right)^2 - 1 \right\}. \quad (21)$$

Таким образом, решение уравнения (6) для этого случая имеет вид

$$W(r) = C_1 + (C_2 + C_4 r^2) \ln r + C_3 r^2 + \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} \left\{ J_0(\gamma k_0 r) + \left(\frac{\gamma k_0 r}{2} \right)^2 - 1 \right\}. \quad (22)$$

Разумеется, слагаемое

$$\frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} \left[\left(\frac{\gamma k_0 r}{2} \right)^2 - 1 \right]$$

можно было бы опустить, так как оно является частным решением однородного уравнения $LW_1 = 0$, и взять частное решение неоднородного уравнения (14) в такой форме

$$W_2(\exp \xi) = \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} J_0(\gamma k_0 \exp \xi) \Rightarrow$$

$$W_2(r) = \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} J_0(\gamma k_0 r).$$

Но тогда предельное решение $W_0(r)$ нельзя бы-ло бы строить по формуле (17), так как в этом случае не выполняются условия предельного перехода $r \rightarrow 0$.

В самом деле, несмотря на то, что

$$W_2'(r) = \frac{-P_0}{(\gamma k_0)^3 D} J_1(\gamma k_0 r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0, \text{ все же}$$

$$W_2(r) = \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} J_0(\gamma k_0 r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} > 0.$$

Таким образом, для плоской волны акустического воздействия предельное решение $W_0(r)$ строится в соответствии с формулой (17), в которой значение $W_2(r)$ определяется соотношением (21):

$$W_0(r) = \frac{P_0}{(\gamma k_0)^4 D} \left\{ J_0(\lambda) + \left(\frac{\lambda}{2} \right)^2 - 1 - \left[J_0(\lambda_1) + \left(\frac{\lambda_1}{2} \right)^2 - 1 \right] \frac{r^2}{R^2} \right\} + \frac{P_0}{(\gamma k_0)^3 D} \times$$

$$\times \left\{ R[\lambda_1 - J_1(\lambda_1)] - \frac{2}{\gamma k_0} \left[J_0(\lambda_1) + \left(\frac{\lambda_1}{2} \right)^2 - 1 \right] \frac{r^2}{R^2} \ln \frac{R}{r} \right\}$$

где $\lambda = \gamma k_0 r$ – безразмерная переменная; $\lambda_1 = \gamma k_0 R$

– безразмерная константа; $\frac{P_0}{(\gamma k_0)^3 D}$ – безразмерная

константа; $\frac{1}{\gamma k_0} [\dot{i}] = const$.

Выводы и перспективы дальнейших исследований в данном направлении

Таким образом, установлена аналитическая связь между падающей плоской звуковой волной и круглой торцевой пластиной кожуха гироскопа. Построенная расчетная модель явления позволяет не только установить закономерность изгибного движения пластины в рамках одномерной задачи, но и решать вопросы динамики подвеса на фундаменте теоретических исследований.

Перспективными следует рассматривать вопросы уточнения расчетной модели, влияние гистерезисных явлений в материале, а также условий возникновения особенностей возмущенного движения.

Оставляя в стороне вопрос собственно акустической вибрации пластины, обратим внимание на особенности динамики подвеса в случае углового движения фюзеляжа. Как оказалось, механизм реакции подвеса на качку имеет особенности. Суть явления состоит в том, что относительное движение крышек кожуха, вызванное действием звуковых волн, в условиях качки приводит к появлению моментов сил инерции Кориолиса, воспринимаемых прибором как входной сигнал [10]. Это, естественно, приведет к появлению погрешностей измерений. Причем, они будут иметь не только quasi – периодическую, но и постоянную составляющую.

Если первая может быть устранена известными техническими средствами, то вторая представляет собой наибольшую опасность, так как ошибки гиро-

интегратора неизбежно приводят к необходимости доукомплектования РН дополнительным топливом, а КА – корректирующими устройствами для обеспечения выполнения требований Технического задания на изделие.

Вопросы повышения точности гироскопического интегратора линейных ускорений наиболее остро стоят в системах управления движением баллистических ракет. И в первую очередь, для ракет, движущихся по пониженным траекториям.

Не менее остро эта проблема реализуется для носителей с подводным стартом.

Литература

1. Reissner H. Der senkrechte und Schrage Durchtritt einer in einen flussiger Medium erzeugten ebenen Dilatations – (Longitudinal) – Welle durch eine in diesem Medium befindliche planparallele feste Platte // *Helv. Phys. Acta.* – 1938. – № 11. – P. 111-117.
2. Schoch A. Der Schalldurchgang durch Platten // *Acustica.* – 1952. – № 2. – P. 31-38.
3. Лейбензон Л.С. Курс теории упругости. – М.: Гостехиздат, 1947. – 439 с.
4. Лямшев Л.М. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости // *Изв. АН СССР.* – 1955. – № 5. – С. 154-160.
5. Рыбак С.А., Тартаковский Б.Д. О колебаниях тонких пластинок // *Акустический журнал.* – 1963. – № 9. – С. 37-44.
6. Тимошенко С.П., Янг Д.Х., Уивер У. Колебания в инженерном деле: Пер. с англ. – М.: Машиностроение, 1985. – 472 с.
7. Карачун В.В. Об особенностях акустического нагружения пластин конечных размеров // *Проблемы прочности.* – 1990. – № 10. – С. 93-96.
8. Koshljakov V.N., Karachun V.V., Mel'nik V.N., Saverchenko V.G., Balanin V.Kh. The some aspects of flight safety in conditions penetrate acoustic radiation // *The World Congress "Aviation in the XXI-st Century"* (September 14-16, 2003). – Kyiv, Ukraine, 2003. – P. 237-240.
9. Карачун В.В., Мельник В.Н., Саверченко В.Г. Некоторые аспекты влияния проникающего акустического излучения на приборы и системы инерциальной навигации // *Космічна наука і технологія.* – 2004. – Т. 10, № 4. – С.50-59.
10. Potapova E.R., Karachun V.V., Mel'nik V.N. Problems of Acoustic Elasticity of Carriers' Board. Equipment. The fifth sino-russian-ukrain simposium on space science and technology Held Jointly with the first international forum on astronautics and aeronautics (6th-9th June, 2000). Harbin Institute of Technology. – Harbin, P.R. China. – 2000. – P. 350-355.

Поступила в редакцию 1.02.2008

Рецензент: д-р техн. наук, проф. Л.М. Рыжков, Национальный технический университет Украины «КПИ», Киев.