

УДК 519.63:539.384:629.12

С. О. Барышников,
д-р техн. наук, профессор,
ГУМРФ имени адмирала С. О. Макарова;

М. В. Сухотерин,
д-р техн. наук, профессор,
ГУМРФ имени адмирала С. О. Макарова;

Д. А. Аксенов,
аспирант,
ГУМРФ имени адмирала С. О. Макарова

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ КОЛЕБАНИЙ ПАНЕЛЕЙ ОБШИВКИ СУДНА ПРИ ПУЛЬСИРУЮЩЕЙ НАГРУЗКЕ

DETERMINATION OF THE RESONANT FREQUENCIES OF OSCILLATIONS PANELS OF THE SHIP WHEN PULSATING LOADS

Задача о вынужденных колебаниях защемленной по контуру прямоугольной пластины решена методом бесконечной суперпозиции двух видов исправляющих функций, в качестве которых используются гипербола-тригонометрические ряды по двум координатам. Относительная частота вынужденных колебаний при численной реализации менялась в широких пределах. Найдено несколько первых интервалов установившихся колебаний, а также резонансных интервалов и резонансных частот.

The problem of forced oscillations rectangular clamped plate solve method infinite superposition of two types of corrective functions, which are used hyperbolic-trigonometric series by two coordinates. The relative frequency of forced oscillations in numerical implementation varied widely. Found the first few intervals stationary oscillations and resonance intervals and resonance frequencies.

Ключевые слова: вынужденные колебания, резонансные частоты, прямоугольная пластина, защемленная по контуру, метод суперпозиции.

Key words: forced oscillations, resonance frequency, rectangular clamped plate, the method of superposition.

1. Введение. Важной составляющей расчетов на прочность обшивки судна является определение собственных и резонансных частот колебаний ее отдельных панелей для предотвращения их разрушения. Вынужденные колебания (вибрации) могут быть вызваны работой двигателя или других силовых агрегатов. Эта задача для защемленной по контуру панели не имеет точного решения в замкнутой форме; сложность состоит в удовлетворении всем граничным и начальным условиям. Целью настоящей работы является построение численно-аналитического решения и получение достоверных численных результатов.

2. Постановка задачи. Рассматривается прямоугольный плоский элемент обшивки (пластина), заключенный между основным силовым набором с размерами в плане $a \times b$. Начало прямоугольной системы координат поместим в его центре; оси направим параллельно сторонам пластины. Будем считать, что края пластины жестко заделаны.

Уравнение вынужденных колебаний панели обшивки имеет вид [1]:

$$\nabla^2 \nabla^2 W + \eta^2 \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = q(x, y, t) \frac{b^4}{D}, \quad (1)$$

где ∇^2 — двумерный оператор Лапласа; W — прогиб срединной поверхности пластины; $\eta^2 = \rho h b^4 / D$; ρ — плотность материала; h — толщина пластины; t — время; D — цилиндрическая жесткость; $q(x, y, t)$ — переменная поперечная нагрузка; $x = X/b$, $y = Y/b$ — безразмерные координаты точек срединной поверхности пластины.

Относительные размеры пластины теперь будут $\gamma \times 1$, где $\gamma = a/b$. Запишем граничные условия на защемленных кромках:

$$W = 0, \quad \partial W / \partial x = 0 \quad \text{при } x = \pm \gamma / 2, \quad (2)$$

$$W = 0, \quad \partial W / \partial y = 0 \quad \text{при } y = \pm 1 / 2. \quad (3)$$

Пусть заданы начальные условия:

$$W|_{t=0} = W_0(x, y), \quad \partial W / \partial t|_{t=0} = V_0(x, y), \quad (4)$$

где W_0 — начальные прогибы точек срединной поверхности пластины; V_0 — их начальные скорости в перпендикулярном направлении.

Задача ставится так: определить прогибы $W(x, y, t)$ пластины в любой момент времени, удовлетворяющие дифференциальному уравнению изгиба (1), а также граничным (2), (3) и начальным условиям (4).

Более подробно остановимся на следующем виде пульсирующей нагрузки:

$$q(x, y, t) = q_0 \sin Pt, \quad (5)$$

где q_0 — равномерная нагрузка; P — частота вынужденных колебаний.

Общее решение уравнения (1) складывается из общего решения W_{00} соответствующего однородного уравнения $\nabla^2 \nabla^2 W + \eta^2 \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = 0$ (собственные колебания) и частного решения $W_{\text{ч}}$, которое и называют обычно вынужденными колебаниями.

Собственные колебания защемленной по контуру прямоугольной пластины подробно рассмотрены в работе [2, с. 94–103], поэтому мы займемся определением вынужденных колебаний, то есть частным решением уравнения (1).

2. Нахождение частного решения. Частное решение уравнения (1) разыскиваем в виде

$$W_{\text{ч}}(x, y, t) = \tilde{W}(x, y) \sin Pt. \quad (6)$$

Подставляя (6) в уравнение (1), получим неоднородное дифференциальное уравнение относительно неизвестной функции координат $\tilde{W}(x, y)$:

$$\nabla^2 \nabla^2 w(x, y) - \omega^2 w(x, y) = 1, \quad (7)$$

где введен относительный прогиб и относительная частота:

$$w(x, y) = \tilde{W}(x, y) D / q_0 b^4, \quad \omega = P \eta. \quad (8)$$

Разложим правую часть уравнения (7) в двойной ряд Фурье:

$$\nabla^2 \nabla^2 w - \omega^2 w = \frac{16}{\gamma} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{k}} (-1)^{\tilde{s}} \frac{\cos \mu_s x \cos \lambda_k y}{\mu_s \lambda_k}. \quad (9)$$

где $\mu_s = s\pi / \gamma$, $\lambda_k = k\pi$, $\tilde{k} = (k+1) / 2$, $\tilde{s} = (s+1) / 2$.

В свою очередь, частное решение уравнения (7) (начальный компонент функции w), удовлетворяющее условиям отсутствия прогибов защемленных граней, выберем в виде

$$w_0(x, y) = \frac{16}{\gamma} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \frac{(-1)^{\tilde{k}} (-1)^{\tilde{s}} \cos \mu_s x \cos \lambda_k y}{\lambda_k \mu_s [(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2]}, \quad (10)$$

Функция (10) нарушает условия отсутствия углов поворота заделанных сечений (вторые условия (2), (3)), то есть порождает невязки:

$$\frac{\partial w_0}{\partial x} \Big|_{x=\frac{\gamma}{2}} = \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{k}} \alpha_{k0} \cos \lambda_k y, \quad \frac{\partial w_0}{\partial y} \Big|_{y=\frac{1}{2}} = \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{s}} \alpha_{s0}^* \cos \mu_s x, \quad (11)$$

где

$$\alpha_{k0} = \frac{16}{\gamma \lambda_k} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2}, \quad \alpha_{s0}^* = \frac{16}{\gamma \mu_s} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2}. \quad (12)$$

Заметим, что на противоположных гранях выражения (11) поменяют знак.

Чтобы устранить эти невязки, поступим следующим образом [3]. Добавим к начальному решению w_0 исправляющую функцию первого вида:

$$w_1(x, y) = \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{k}} (A_k \operatorname{ch} \beta_k x + B_k \operatorname{ch} \varphi_k x) \cos \lambda_k y, \quad (13)$$

где A_k, B_k — неопределенные коэффициенты. Потребуем, чтобы эта функция удовлетворяла соответствующему однородному дифференциальному уравнению задачи (когда правая часть в (7) равна нулю). Тогда получим

$$\beta_k = \sqrt{\lambda_k^2 + \omega}, \quad \varphi_k = \sqrt{\lambda_k^2 - \omega}. \quad (14)$$

Коэффициенты A_k и B_k должны быть такими, чтобы функция (13) удовлетворяла граничным условиям при $x = \pm 1/2$, то есть компенсировала бы первую невязку (11). (Второй невязкой (11) мы займемся позже.) Это дает систему двух уравнений, из которой находим указанные коэффициенты:

$$A_k = \frac{-\alpha_{k0}}{\operatorname{ch} \frac{\beta_k \gamma}{2} \left(\beta_k \operatorname{th} \frac{\beta_k \gamma}{2} - \varphi_k \operatorname{th} \frac{\varphi_k \gamma}{2} \right)}, \quad B_k = -A_k \operatorname{ch} \frac{\beta_k \gamma}{2} / \operatorname{ch} \frac{\varphi_k \gamma}{2}. \quad (15)$$

Функция (13) на гранях $y = \pm 1/2$ не дает прогибов, но порождает здесь угловые деформации, подобные второй невязке (11):

$$\frac{\partial w_1}{\partial y} \Big|_{y=\frac{1}{2}} = - \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \lambda_k (A_k \operatorname{ch} \beta_k x + B_k \operatorname{ch} \varphi_k x). \quad (16)$$

Разложим гиперболические косинусы в ряды Фурье:

$$\operatorname{ch} \beta_k x = -\frac{4}{\gamma} \operatorname{ch} \frac{\beta_k \gamma}{2} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{s}} \frac{\mu_s \cos \mu_s x}{\beta_k^2 + \mu_s^2}, \quad \operatorname{ch} \varphi_k x = -\frac{4}{\gamma} \operatorname{ch} \frac{\varphi_k \gamma}{2} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{s}} \frac{\mu_s \cos \mu_s x}{\varphi_k^2 + \mu_s^2}.$$

Подставим эти разложения, а также коэффициенты A_k, B_k в (16) и после перестановки знаков суммирования получим

$$\frac{\partial w_1}{\partial y} \Big|_{y=\frac{1}{2}} = \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{s}} \alpha_{s1}^* \cos \mu_s x, \quad (17)$$

где

$$\alpha_{s1}^* = \frac{8\omega}{\gamma} \mu_s \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\lambda_k \alpha_{k0}}{\vartheta_k \left[(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2 \right]}. \quad (18)$$

Здесь в свою очередь

$$\vartheta_k = \beta_k \operatorname{th}(\beta_k \gamma / 2) - \varphi_k \operatorname{th}(\varphi_k \gamma / 2).$$

Сложим теперь вторую невязку (11) и невязку (17):

$$\frac{\partial(w_0 + w_1)}{\partial y} \Big|_{y=\frac{1}{2}} = \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{s}} \alpha_{s1}^* \cos \mu_s x. \quad (19)$$

Здесь $\alpha_{s1}^* = \alpha_{s0}^* + \alpha_{s1}^*$.

Чтобы устранить невязку (19), добавим к решению исправляющую функцию второго вида:

$$w_2(x, y) = \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^{\tilde{s}} (C_s \operatorname{ch} \xi_s y + D_s \operatorname{ch} \eta_s y) \cos \mu_s x, \quad (20)$$

где C_s, D_s подлежат определению. Здесь по аналогии с (14):

$$\xi_s = \sqrt{\mu_s^2 + \omega}, \quad \eta_s = \sqrt{\mu_s^2 - \omega}. \quad (21)$$

Потребуем, чтобы функция (20) удовлетворяла условиям на грани $y = \pm 1/2$, компенсируя при этом невязки (19); тогда из системы двух уравнений найдем коэффициенты C_s, D_s :

$$C_s = \frac{-\alpha_{s1}^*}{\operatorname{ch} \frac{\xi_s}{2} \left(\xi_s \operatorname{th} \frac{\xi_s}{2} - \eta_s \operatorname{th} \frac{\eta_s}{2} \right)}, \quad D_s = -C_s \operatorname{ch} \frac{\xi_s}{2} / \operatorname{ch} \frac{\eta_s}{2}. \quad (22)$$

Функция (20) дает отличные от нуля углы поворота граней $x = \pm \gamma/2$:

$$\frac{\partial w_2}{\partial x} \Big|_{x=\gamma/2} = - \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \mu_s (C_s \operatorname{ch} \xi_s y + D_s \operatorname{ch} \eta_s y). \quad (23)$$

Подставим сюда найденные коэффициенты C_s, D_s , разложим гиперболические функции в ряд Фурье:

$$\operatorname{ch} \xi_s y = -4 \operatorname{ch} \frac{\xi_s}{2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^k \frac{\lambda_k \cos \lambda_k y}{\xi_s^2 + \lambda_k^2}, \quad \operatorname{ch} \eta_s y = -4 \operatorname{ch} \frac{\eta_s}{2} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^k \frac{\lambda_k \cos \lambda_k y}{\eta_s^2 + \lambda_k^2}$$

и переставим знаки суммирования. Получим

$$\frac{\partial w_2}{\partial x} \Big|_{x=\gamma/2} = \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} (-1)^k \alpha_{k1} \cos \lambda_k y, \quad (24)$$

где

$$\alpha_{k1} = 8\omega \lambda_k \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\mu_s \alpha_{s1}^*}{\delta_s \left[(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2 \right]}. \quad (25)$$

Здесь в свою очередь

$$\delta_s = \xi_s \operatorname{th}(\xi_s / 2) - \eta_s \operatorname{th}(\eta_s / 2).$$

Для исправления невязки (24) вновь привлекается функция вида (13), но с другими коэффициентами A_{k1}, B_{k1} , а невязка от нее исправляется функцией вида (20) с новыми коэффициентами C_{s2}, D_{s2} .

И далее итерационный процесс суперпозиции исправляющих функций двух указанных видов повторяется. Для установившихся колебаний он должен быть сходящимся, то есть углы поворота заделанных сечений должны с ростом числа итераций n стремиться к нулю, а амплитуда — к некоторому конечному значению. Процесс можно прекратить при достижении заданной точности.

Искомая координатная функция прогибов запишется в виде

$$w(x, y) = w_0(x, y) + \sum_{n=1,2,\dots} w_n(x, y) + w_{2n}(x, y). \quad (26)$$

По данному алгоритму в системе аналитических вычислений Maple была составлена программа вычисления функции $w(x, y)$ и построения ее графика, то есть формы изогнутой поверхности пластины для различных значений параметра ω — относительной частоты вынужденных колебаний.

Используя начальные условия для суммы решений однородной задачи свободных колебаний [2] и найденного частного решения, можно полностью решить исходную задачу о вынужденных колебаниях пластины, защемленной по всему контуру, то есть найти функцию $W(x, y, t)$, удовлетворяющую заданным граничным и начальным условиям.

3. Анализ сходимости итерационного процесса.

Условие сходимости итерационного процесса к точному решению задачи можно записать так:

$$\lim_{n \rightarrow \infty} (\alpha_{sn}^*, \alpha_{kn}) = 0. \quad (27)$$

где $\alpha_{sn}^*, \alpha_{kn}$ — формулы, аналогичные (18) и (25), в которых индексы 1 и 0 заменены на n и $n - 1$.

Подставим α_{sn}^* (18) в (25), получим

$$\alpha_{kn} = \frac{64\omega^2}{\gamma} \lambda_k \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\mu_s^2}{\left[(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2 \right]} \sum_{k=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\lambda_k}{\left[(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2 \right]} \cdot \alpha_{k,n-1}, \quad (28)$$

то есть коэффициенты α_{kn} линейно зависят от коэффициентов $\alpha_{k,n-1}$ предыдущей итерации.

Выражение (28) представляет собой однородную бесконечную систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов α_{kn} .

Анализ показывает, что коэффициенты (12) имеют порядок $\alpha_{k0} = O(1/k^4)$, $\alpha_{s0}^* = O(1/s^4)$. Коэффициенты (18) $a_{s1}^* = O(1/s^3)$, коэффициенты (25) $a_{k1} = O(\ln k/k^3)$. Последующие коэффициенты при $n > 1$ имеют порядок $a_{sn}^* = O(\ln s/s^3)$, $a_{kn} = O(\ln k/k^3)$. Поэтому можно записать $\alpha_{kn} = \varepsilon_{kn} / \lambda_k^2$, где ε_{kn} — некоторая бесконечно малая величина при $k \rightarrow \infty$. С учетом этого после некоторых преобразований система (28) примет вид

$$\varepsilon_{kn} = \frac{64\omega^2 \lambda_k^3}{\gamma} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\mu_s^2}{\left[(\lambda_k^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2 \right]} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{\lambda_m \vartheta_m \left[(\lambda_m^2 + \mu_s^2)^2 - \omega^2 \right]} \varepsilon_{m,n-1}. \quad (29)$$

Здесь, чтобы не путать индексы, внутренний индекс k заменен на m .

Для регулярности системы (29) должно выполняться $|r_k| < 1$, где

$$r_k = \frac{64\omega^2 \lambda_k^3}{\gamma} \sum_{s=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\mu_s^3 \eta_s}{\left(\lambda_k^2 + \mu_s^2 \right)^2 - \omega^2} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\tau_m}{\left(\lambda_m^2 + \mu_s^2 \right)^2 - \omega^2}. \quad (30)$$

Это означает, что коэффициенты ε_{kn} с ростом числа итераций будут стремиться к нулю и процесс будет сходящимся.

В последующих компьютерных вычислениях этот критерий контролировался, позволяя находить как интервалы сходимости процесса, так и расходимости в зависимости от частоты ω .

4. Численные результаты. Резонансные частоты. Наибольший интерес представляет определение спектра резонансных частот внешней нагрузки, при которых амплитуда колебаний пластины будет резко расти, приводя к разрушению элемента, а возможно, и всей конструкции. Это приводит к необходимости находить диапазоны частот, где процесс будет расходящимся. Вычисления ограничились квадратной пластиной, хотя программа позволяет рассчитывать пластины с любым отношением сторон и толщиной.

Количество членов в рядах принималось равным 199, число итераций — 20. Дальнейшее увеличение этих значений практически не влияло на точность вычислений.

Относительная частота ω менялась в широких пределах. В интервале $0 < \omega < 2\pi^2 \approx 19,739$ итерационный процесс был сходящимся. На рис. 1 приведена форма вынужденных установившихся колебаний при частоте $\omega = 10$.

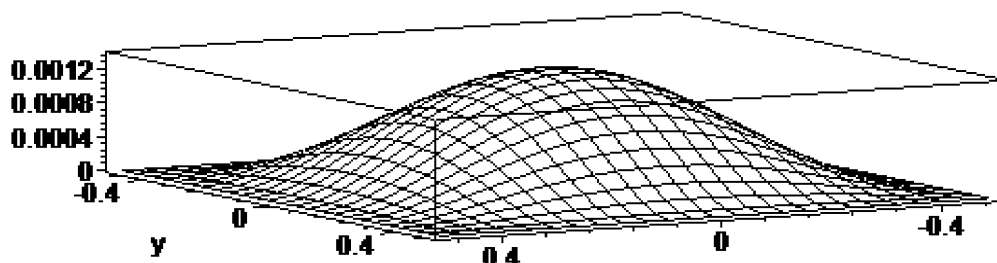


Рис. 1. Форма вынужденных колебаний квадратной пластины при $\omega = 10$

При уменьшении частоты форма пластины сохранялась, максимальная амплитуда уменьшалась; ее значение при $\omega = 0$ (предельный случай отсутствия колебаний) совпало с наибольшим прогибом 0,001265 [3; 4] пластины (в ее центре), нагруженной статической нагрузкой q_0 . При увеличении частоты амплитуда увеличивалась и при $\omega = 19,7$ она составила $w_0 = 0,0032845$.

В интервале $19,739 < \omega < 35,9852$ процесс расходился. Вблизи границ интервала амплитуда росла достаточно медленно с ростом числа итераций. Ближе к середине этот рост ускорялся, а при значении $\omega = 28,951$ амплитуда резко ушла в $+\infty$, а затем мгновенно изменила знак на $-\infty$. Это значение и следует принять за резонансное значение как наиболее опасное.

Таким образом, теоретически явление резонанса может наступить в достаточно широком диапазоне частот $19,739 < \omega < 35,9852$, однако вблизи крайних значений оно маловероятно из-за наличия сил сопротивления (хотя бы внутреннего трения), причем нарастание амплитуды происходит медленно. Верхнее крайнее значение резонансного интервала $35,9852$ в точности совпадает с основной частотой свободных колебаний, полученной в работе [2].

Итак, в качестве первой (основной) резонансной частоты следует принять частоту $\omega_{\text{рез.1}} = 28,951$. Это значение меньше основной частоты свободных колебаний и составляет от нее $0,804$. Для проверки значение $28,951$ подставлялось вместо частоты Ω в программу вычисления амплитуды свободных колебаний [2]. Эта амплитуда также имела бесконечный разрыв, что говорит в пользу сделанного вывода о том, что для заземленной пластины резонансная частота вынужденных колебаний меньше частоты свободных колебаний. Строгое совпадение частоты вынужденных и колебаний вызывает резонанс лишь в простейших случаях, например для пластины, свободно опертой по всему контуру и т. п.

На интервале $35,9852 < \omega < 10\pi^2 \approx 98,696$ итерационный процесс вновь был сходящимся. Вынужденные колебания имеют здесь установившийся характер. Форма колебаний аналогична форме, представленной на рис. 1.

Следующее найденное резонансное значение $\omega_{\text{рез.2}} = 102,216$. Оно меньше второй частоты свободных колебаний для симметричного решения $132,208$.

Соответствующий резонансный интервал $98,696 < \omega < 106,8$. Далее опять идет интервал установившегося процесса вынужденных колебаний $106,8 < \omega < 125,5$.

На рис. 2 представлена форма установившихся вынужденных колебаний при частоте $\omega = 120$.

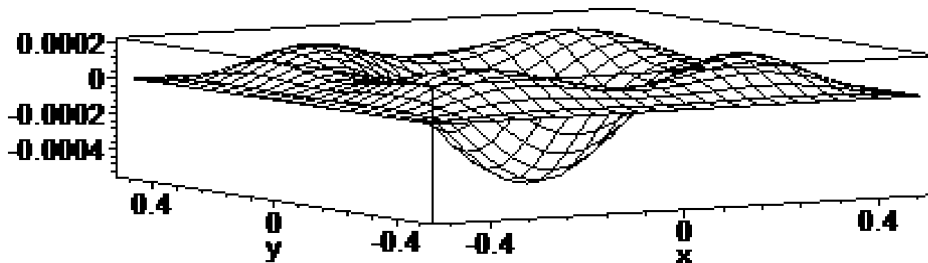


Рис. 2. Форма вынужденных колебаний квадратной пластины при $\omega = 120$, $w_0(0, 0) = -0,00053819$

Следующий резонансный интервал $125,5 < \omega < 132,208$. Аналогично была найдена и третья резонансная частота $\omega_{\text{рез.3}} = 129,095$.

Итак, первые три резонансные частоты для данной пульсирующей нагрузки: $28,951$; $102,216$; $129,095$. При необходимости исследования можно продолжить для более высоких значений частот.

Если стационарная составляющая q_0 внешней нагрузки является произвольной функцией координат, то ее всегда можно представить в виде суммы, симметричной по обеим осям части, антисимметричной и их комбинаций. Для оставшихся случаев нетрудно построить соответствующие решения и найти резонансные частоты.

5. Выводы. Полученные результаты могут быть использованы в конструкторских организациях для расчета на прочность обшивки судна, днищевых пластин, переборок, палубного настила и т. п. при вынужденных колебаниях, вызванных работой силовых агрегатов и внешних воздействий. Выявленный спектр резонансных частот колебаний позволит избежать катастрофического разрушения конструкции.

Список литературы

1. Лехницкий С. Г. Анизотропные пластинки / С. Г. Лехницкий. — М.; Л.: ОГИЗ, ГИТТЛ, 1947. — 355 с.
2. Барышников С. О. Вычисление частот и форм собственных колебаний панелей обшивки судна / С. О. Барышников, М. В. Сухотерин // Вестник ГУМРФ. — 2012. — Вып. 3 (15).
3. Сухотерин М. В. Метод суперпозиции исправляющих функций в задачах теории пластин / М. В. Сухотерин. — СПб.: Изд-во Политех. ун-та, 2009. — 265 с.
4. Тимошенко С. П. Пластинки и оболочки / С. П. Тимошенко, С. Войновский-Кригер. — Физматгиз, 1963. — 635 с.

УДК 621.825

Б. Д. Кукаленко,
д-р техн. наук, профессор,
Санкт-Петербургский государственный
политехнический университет;

С. Г. Чулкин,
д-р техн. наук, профессор,
ГУМРФ имени адмирала С. О. Макарова

РАСЧЕТ СТАТИЧЕСКИХ НАГРУЗОК БАЛЛОНОВ С РАДИАЛЬНЫМ КАРКАСОМ ШИННО-ПНЕВМАТИЧЕСКИХ МУФТ

CALCULATION OF STATIC LOADINGS OF BALLOONS WITH A RADIAL SKELETON OF BUS-PNEUMATIC MUFF

Рассмотрен расчет на прочность и крутильную податливость баллонов с радиальным каркасом шинно-пневматических муфт. Получены зависимости для определения линейных напряжений от действия внутреннего давления сжатого воздуха и приложенного вращающего момента при расчете по ним усилий в нитях каркаса и прочности резино-кордных баллонов. Предложенные выражения для расчета статических нагрузок баллонов с радиальным каркасом могут быть использованы при модернизации и разработке новой методики расчета шинно-пневматических муфт.

Calculation on durability and rotating pliability of balloons with a radial skeleton of bus-pneumatic muffs is considered. Dependences for definition of linear pressure from action of internal pressure of compressed air and the enclosed rotating moment are received at calculation on them of efforts in strings of a skeleton and durability of rubber-cord balloons. The given expressions for calculation of static loadings of balloons with a radial skeleton can be used at modernization existing and development of a new design procedure of bus-pneumatic muffs.

Ключевые слова: шинно-пневматическая муфта, статическая нагрузка, резино-кордный баллон, радиальный каркас.

Key words: bus-pneumatic muffs, static loading, rubber-cord balloon, radial skeleton.



ШИННО-ПНЕВМАТИЧЕСКИЕ муфты (ШПМ) благодаря конструктивной простоте, надежности в работе и удобству эксплуатации широко применяются в машиностроении, особенно в приводах нефте и газобуровых, а также судовых установок, землеройных машинах, кузнечно-прессовом оборудовании, конвейерах, станках для сборки покрышек и др. Они предназначены для соединения и разобщения, а также торможения вала отбора мощности двигателя с валом потребителя мощности, передающих вращающий момент. В качестве основного не-