ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

Մեխանիկա 53, №3, 2000 Механика

УДК 539.3

# РАСЧЕТ ПРОЧНОСТИ СЛОИСТОЙ ПЛАСТИНКИ-ПОЛОСЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С МАГНИТОЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

Азатян Л.Д.

Լ.Դ. Ազատյան
Մագնիսաակուստիկ ալիքի հետ փոխազդող շերտավոր սալի ամրության հաշվարկը

Աշխատանքում դիտարկված է հարվածային ալիքի հետ փոխազդող շերտավոր սալի օպտիմալ նախագծման խնդիրը մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Կատարված են թվային հաշվարկներ հաստատուն քաշ ունեցող շերտի փաթեթի կազմման երեք դեպքերի համար: Գտնված են ամենամեծ կրողունակություն ունեցող սալի նախագծերը ամրության սահմանափակման դեպքում:

L.D. Azatian
Design of the laminated plate-stripe strength interacting with magnetoacustic wave

В работе решается задача оптимизации слоистой пластинки-полосы взаимодействующей с ударной волной при наличии магнитного поля. Проведены численные расчеты для трех случаев организации пакета пластинки-полосы неизменного веса. Найдены проекты пластинок заданного веса, обладающих наибольшей несущей способностью при ограничении на прочность.

Пусть упругая слоистая пластинка-полоса толщины $h$ и ширины $l\ (0 \le x \le l, -\infty < y < \infty)$ взаимодействует со слабой ударной волной, распространяющейся во внешнем магнитном поле. Срединная плоскость недеформированной пластинки совпадает с координатной плоскостью $oxy$, а вектор индукции $\overline{B}_0(0, B_0, 0)$ параллелен оси $oy$. Предполагается, что пластинка-полоса является одной из составляющих безграничного перекрытия, шарнирно опирающихся на неподвижные жесткие равноотстоящие опоры в направлении оси $oy$. Впервые решение задачи для бесконечного перекрытия с опорами одного направления в обычной газодинамике было получено Димажио [1].

Пластинка изготовлена из непроводящего материала $(\sigma = 0)$, а плазма, в которой распространяется волна, предполагается невязкой, нетеплопроводной и обладающей бесконечной электропроводностью. Одна сторона пластинки соприкасается с идеальной плазмой, а другая – с вакуумом.

Так как вектор напряженности магнитного поля перпендикулярен плоскости течения $xoz$, то скорости альфвеновских и медленных магнитозвуковых волн обращаются в нуль, а скорость быстрой магнитозвуковой волны имеет значение $\sqrt{c_0^2 + a_0^2}$. Здесь $c_0$ – скорость звука в невозмущенном газе, $a_0^2 = B_0^2 / 4\pi\rho_0$ – скорость распространения волн Альфвена, $\rho_0$ — плотность невозмущенного газа.

Так как рассматриваются малые возмущения (слабые ударные волны), то параметры возмущенного течения за быстрой магнитозвуковой волной можно представить в виде

$$\bar{B} = \bar{B}_0 + \bar{b},\ P' = P_0 + P,\ \rho' = \rho_0 + \rho,\ \bar{v}' = \bar{v}(v_x, v_z) \tag{1}$$

Здесь индексом "0" обозначены параметры течения впереди магнитозвуковой волны, $\bar{b}, P, \rho, \bar{v}$ — возмущения соответствующих величин. После подстановки (1) в систему уравнений магнитной газодинамики [2] и их линеаризации, получим

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial b_y}{\partial t} = -B_0\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right)\\
&\frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial x} - \frac{B_0}{4\pi\rho_0}\frac{\partial b_y}{\partial x}\\
&\frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{B_0}{4\pi\rho_0}\frac{\partial b_y}{\partial z}\\
&\frac{\partial P}{\partial t} + \rho_0 c_0^2\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z}\right) = 0
\end{aligned} \tag{2}$$

Магнитная и диэлектрическая проницаемости $\mu$ и $\varepsilon$ для плазмы и для вакуума практически равны и принимаются равными единице.

Уравнение движения несимметрично собранной по толщине пластинки-полосы, для которой $\sigma = 0$, имеет вид [3]

$$\left(D_{11} - \frac{K_{11}^2}{C_{11}}\right)\frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + m_0\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = Z \tag{3}$$

Здесь $w$ — прогиб, $m_0 = \sum_{s=1}^{m}\rho_s h_s$, $\rho_s$, $h_s$ — плотность материала и толщина $s$-го слоя, $D_{11}, K_{11}, C_{11}$ — жесткости, определяющиеся по известным формулам [3]. $Z$ — нормальная составляющая внешней поверхности нагрузки, которая имеет вид [4]

$$Z = P_0 e^{-\alpha t} + P - T_{zz} + T_{zz}^{(l)} \tag{4}$$

В (4) $P_0$ — давление в падающей волне, потенциал скорости которой $\varphi_0$ задается в виде экспоненциально затухающей волны

$$\varphi_0 = \frac{P_0 l\sqrt{c_0^2 + a_0^2}}{\alpha\rho_0 c_0^2}\exp\left[-\alpha\left(\tau + \bar{z} - \bar{h}/2\right)\right]H\left(\tau + \bar{z} - \bar{h}/2\right) \tag{5}$$

где $\tau = t\sqrt{c_0^2 + a_0^2}/l$, $\bar{z} = z/l, \bar{h} = h/l$, $\alpha$ — постоянная, определяющая скорость падения давления за фронтом волны, $H$ — единичная функция Хевисайда.

$T_{zz}$, $T_{zz}^{(i)}$ – напряжения Максвелла в газе и вакууме соответственно. Линеаризированные уравнения электромагнитного поля внутри пластинки (в вакууме) имеют вид [4]

$$\mathrm{rot}\bar{b}^{(i)} = \frac{1}{c}\frac{\partial \bar{e}^{(i)}}{\partial t}, \ \mathrm{div}\bar{b}^{(i)} = 0$$
$$\mathrm{rot}\bar{e}^{(i)} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \bar{b}^{(i)}}{\partial t}, \ \mathrm{div}\bar{e}^{(i)} = 0 \tag{6}$$

Здесь $\bar{e}^{(i)}$ – вектор напряженности электрического поля, индуцированного внутри пластинки.

Таким образом, рассматриваемая задача сводится к совместному решению уравнений (2), (3) и (6).

Решения этих уравнений должны удовлетворять условиям шарнирного опирания пластинки-полосы по краям $x = 0, x = l$, условиям непроницаемости стенки, условиям непрерывности касательных компонент электрического поля и нормальной компоненты магнитного поля на поверхности пластинки, а также условиям затухания всех видов возмущений на бесконечности.

Введем функцию $\varphi(t, x, z)$ такую, что

$$\mathrm{v}_x = \partial\varphi / \partial x, \ \ \mathrm{v}_z = \partial\varphi / \partial z \tag{7}$$

С использованием (7) из уравнений (2) получим

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_0^2 + a_0^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \tag{8}$$

а также связь между давлением $P$ и функцией $\varphi$

$$P = -\frac{\rho_0 c_0^2}{c_0^2 + a_0^2}\frac{\partial \varphi}{\partial t} \tag{9}$$

Таким образом, задача определения отраженного и излученного полей сводится к определению функции потенциала $\varphi$, удовлетворяющей волновому уравнению (8) при нулевых начальных данных

$$\varphi\Big|_{t=0} = \frac{\partial \varphi}{\partial t}\Big|_{t=0} = 0 \tag{10}$$

и граничных условиях

$$V_z\Big|_{z=h/2} = \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial z} + \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)\Bigg|_{z=h/2} = -\frac{\partial w}{\partial t} \tag{11}$$

$$\varphi \to 0 \ \text{ при } \ z \to \infty \tag{12}$$

где

$$\bar{V} = \mathrm{grad}\varphi_0 + \mathrm{grad}\varphi \tag{13}$$

Положительное направление движения пластинки противоположно направлению оси $oz$ (отсюда знак минус в граничном условии (11)).

В случае шарнирного закрепления краев пластинки-полосы прогиб

$w(t,x)$ и потенциалы скорости $\varphi_0(t,x,z)$ и $\varphi(t,x,z)$ можно представить в виде

$$w(t,x)=\sum_{n=1}^{\infty} w_n(t)\sin\frac{n\pi x}{l}$$
$$\varphi_0(t,x,z)=\sum_{n=1}^{\infty}\varphi_{0n}(t,z)\sin\frac{n\pi x}{l} \tag{14}$$
$$\varphi(t,x,z)=\sum_{n=1}^{\infty}\varphi_n(t,z)\sin\frac{n\pi x}{l}$$

Подставляя (14) в уравнение (8) и граничное условие (11) и применяя к ним интегральное преобразование Лапласа по времени [5], получим в области изображений

$$\frac{\partial^2\overline{\varphi}_n}{\partial z^2}-\left(k^2+\frac{s^2}{c_0^2+a_0^2}\right)\overline{\varphi}_n=0 \tag{15}$$

$$\left.\left(\frac{\partial\overline{\varphi}_{0n}}{\partial z}+\frac{\partial\overline{\varphi}_n}{\partial z}\right)\right|_{z=h/2}=-s\overline{w}_n \tag{16}$$

здесь $k=n\pi/l$, $s$ — параметр преобразования, $\overline{\varphi}_{0n}$, $\overline{\varphi}_n$, $\overline{w}_n$ — преобразованные по Лапласу соответствующие функции. Решение уравнения (15), с учетом условий (12) и (16), запишется в виде

$$\overline{\varphi}_n=\left(\frac{\partial\overline{\varphi}_{0n}}{\partial z}+s\overline{w}_n\right)\left(k^2+\frac{s^2}{c_0^2+a_0^2}\right)^{-1/2}\exp\left[-\sqrt{k^2+\frac{s^2}{c_0^2+a_0^2}}\left(z-\frac{h}{2}\right)\right] \tag{17}$$

При переходе к оригиналам с помощью теоремы о свертке функций [5], для давления $P$, согласно (9), получим

$$P=-\frac{\rho_0 c_0}{\sqrt{1+a^2}}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial t}\int_{z/\sqrt{c_0^2+a_0^2}}^{t}\frac{\partial\varphi_{0n}(\tau_1)}{\partial z}J_0\left[k_1(t-\tau_1)\right]d\tau_1+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial t}\int_{z/\sqrt{c_0^2+a_0^2}}^{t}\frac{\partial w_n}{\partial\tau_1}J_0\left[k_1(t-\tau_1)\right]d\tau_1\right\}\sin\frac{n\pi x}{l} \tag{18}$$

В (18) имеем: $k_1=k\sqrt{c_0^2+a_0^2}$, $a=a_0/c_0$, $J_0$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Компоненты $T_{zz}$ и $T_{zz}^{(i)}$ тензора напряжений Максвелла, входящие в правую часть уравнения движения пластинки-полосы, после линеаризации имеют вид [4]

$$T_{zz}=-\frac{B_0}{4\pi}b_y,\quad T_{zz}^{(i)}=-\frac{B_0}{4\pi}b_y^{(i)} \tag{19}$$

То есть, для определения $T_{zz}$ надо найти компоненту $b_y$ индуцированного в плазме в направлении оси $oy$ магнитного поля. Из первого и четвертого уравнений системы (2) имеем

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(P-\frac{\rho_0 c_0^2}{B_0}b_y\right)=0 \tag{20}$$

Так как возмущения в момент $t=0$ равны нулю, то из (20) следует

$$b_y=\frac{B_0}{\rho_0 c_0^2}P \tag{21}$$

Подставляя значение $P$ согласно (18), для $T_{zz}$ получим

$$T_{zz}=\frac{a^2\rho_0 c_0}{\sqrt{1+a^2}}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial t}\int_{z/\sqrt{c_0^2+a_0^2}}^{t}\frac{\partial\varphi_{0n}(\tau_1)}{\partial z}J_0\left[k_1(t-\tau_1)\right]d\tau_1+\right.$$
$$\left.+\frac{\partial}{\partial t}\int_{z/\sqrt{c_0^2+a_0^2}}^{t}\frac{\partial w_n(\tau_1)}{\partial\tau_1}J_0\left[k_1(t-\tau_1)\right]d\tau_1\right\}\sin\frac{n\pi x}{l} \tag{22}$$

Для определения напряжения $T_{zz}^{(i)}$ в вакууме необходимо решить уравнения (6) для пластинки. Согласно (19), $T_{zz}^{(i)}$ определяется посредством $b_y^{(i)}$. Как слудует из (6), $b_y^{(i)}$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 b_y^{(i)}}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 b_y^{(i)}}{\partial z^2}=\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 b_y^{(i)}}{\partial t^2} \tag{23}$$

На поверхности пластинки должно выполняться условие непрерывности касательных компонент электрического поля, а именно:

$$e_x=e_x^{(i)} \text{ при } z=h/2 \tag{24}$$

Для идеальной плазмы из закона Ома следует

$$\bar{e}=-\frac{1}{c}\left(\bar{V}\times B\right)=\frac{1}{c}\left(B_0V_z\mathrm{i}-B_0V_x\mathbf{k}\right) \tag{25}$$

Из (24) и (25) следует, что

$$\bar{e}_x^{(i)}=\frac{1}{c}B_0V_z=\frac{B_0}{c}\left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial z}+\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right) \text{ при } z=h/2 \tag{26}$$

С учетом граничного условия (11), получим

$$e_x^{(i)}=-\frac{B_0}{c}\frac{\partial w}{\partial t} \text{ при } z=h/2 \tag{27}$$

Согласно (6) и (27), условие, необходимое для однозначного определения $b_y^{(i)}$, запишется в виде

$$\frac{\partial b_y^{(i)}}{\partial z}=\frac{B_0}{c^2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \text{ при } z=h/2 \tag{28}$$

Следовательно, мы должны решить волновое уравнение (23) при нулевых начальных условиях, условии затухания возмущений на бесконечности и при граничном условии (28). Решение уравнения (23) ищем в виде

$$b_y^{(i)} = \sum_{n=1}^{\infty} b_{ny}^{(i)} \sin\frac{n\pi x}{l} \tag{29}$$

Принцип решения этого уравнения тот же, что и принцип решения уравнения (8). Окончательно для $b_y^{(i)}$ получаем

$$b_y^{(i)} = -\frac{B_0}{c}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\int_{z/c}^{t}\frac{\partial^2 w_n}{\partial\tau_1^2}J_0\left[k_2(t-\tau_1)\right]d\tau_1\right\}\sin\frac{n\pi x}{l} \tag{30}$$

где $k_2 = n\pi c/l$.

Наконец, из (19), в силу (30) находим

$$T_{zz}^{(i)} = \frac{B_0^2}{4\pi c}\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\int_{z/c}^{t}\frac{\partial^2 w_n}{\partial\tau_1^2}J_0\left[k_2(t-\tau_1)\right]d\tau_1\right\}\sin\frac{n\pi x}{l} \tag{31}$$

Таким образом, для определения функции прогиба $w(t,x)$ необходимо решить уравнение (3), где поперечная нагрузка $Z$ будет определяться согласно формулам (4), (18), (22) и (31).

Так как численное решение этого интегро-дифференциального уравнения связано с большими трудностями, то в дальнейшем для определения нагрузки $Z$ будем пользоваться приближенными формулами, полученными на основании гипотезы плоского отражения [8].

$$P = -\frac{\rho_0 c_0}{\sqrt{1+a^2}}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\partial\varphi_{0n}}{\partial z}+\frac{\partial w_n}{\partial t}\right)\sin\frac{n\pi x}{l}$$

$$T_{zz} = \frac{a^2\rho_0 c_0}{\sqrt{1+a^2}}\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{\partial\varphi_{0n}}{\partial z}+\frac{\partial w_n}{\partial t}\right)\sin\frac{n\pi x}{l} \tag{32}$$

$$T_{zz}^{(i)} = \frac{a^2\rho_0 c_0^2}{c}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\partial w_n}{\partial t}\sin\frac{n\pi x}{l}$$

На основе (32) решение интегро-дифференциального уравнения сводится к интегрированию обыкновенного дифференциального уравнения второго порядка с постоянными коэффициентами

$$\begin{gathered}\frac{d^2 w_n}{dt^2} + \left(\frac{\rho_0 c_0\sqrt{1+a^2}}{m_0} - \frac{a^2\rho_0 c_0^2}{c m_0}\right)\frac{dw_n}{dt} + \\ + \left(D_{11} - \frac{K_{11}^2}{C_{11}}\right)\frac{n^4\pi^4}{m_0 l^4}w_n = \frac{4\left(2+a^2\right)P_0}{n\pi m_0}\exp\left(-\frac{\alpha\sqrt{c_0^2+a_0^2}\,t}{l}\right)\end{gathered} \tag{33}$$

Решение уравнения (33) записывается в виде

$$w(t,x) = \frac{4\left(2+a^2\right)P_0}{\pi m_0}e^{-\beta t}\sum_{n=1,3,\dots}^{\infty}\frac{\omega_n' e^{-\gamma t} - \omega_n'\cos\omega_n' t + \gamma\sin\omega_n' t}{n\omega_n'\left(\omega_n'^2+\gamma^2\right)}\sin\frac{n\pi x}{l}$$

при $\omega_0^2 - \beta^2 > 0$

$$w(t,x) = \frac{4(2+a^2)P_0}{\pi m_0} e^{-\beta t} \sum_{n=1,3,}^{\infty} \frac{\omega_n'' e^{-\gamma t} + \omega_n'' \mathrm{ch}\omega_n'' t - \gamma \mathrm{sh}\omega_n'' t}{n\omega_n''(\omega_n''^2 - \gamma^2)} \sin\frac{n\pi x}{l}$$

при $\omega_0^2 - \beta^2 < 0$ (34)

Здесь введены обозначения

$$\beta = \frac{c_0\rho_0\sqrt{1+a^2}}{2m_0} - \frac{a^2\rho_0 c_0^2}{2cm_0}, \; \gamma = \frac{\alpha\sqrt{c_0^2 + a_0^2}}{l} - \beta$$

$$\omega_0^2 = \left(D_{11} - \frac{K_{11}^2}{C_{11}}\right)\frac{n^4\pi^4}{l^4 m_0}, \; \omega_n' = (\omega_0^2 - \beta^2)^{1/2}, \; \omega_n'' = i\omega_n'$$

Через $w(t,x)$ выражаются все расчетные величины.

Далее решается оптимизационная задача по критерию прочности. Для каждого слоя пластинки условие прочности принимается в виде [6].

$$\left(\frac{\sigma_{11}^{(s)}}{\sigma_{B1}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{22}^{(s)}}{\sigma_{B2}}\right)^2 - \frac{\sigma_{11}^{(s)}\sigma_{22}^{(s)}}{\sigma_{B1}^2} + \left(\frac{\sigma_{12}^{(s)}}{\tau_{B0}}\right)^2 \le 1 \qquad (35)$$

где $\sigma_{11}^{(s)}, \sigma_{22}^{(s)}, \sigma_{12}^{(s)}$ – напряжения в элементарных слоях КМ, $\sigma_{B1}$, $\sigma_{B2}$, $\tau_{B0}$ – прочностные характеристики материала. Напряжения $\sigma_{11}^{(s)}, \sigma_{22}^{(s)}$, $\sigma_{12}^{(s)}$ равны [7]

$$\sigma_{11}^{(s)} = -zB_{11}^{(s)}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \;\; \sigma_{22}^{(s)} = -zB_{12}^{(s)}\frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \; \sigma_{12}^{(s)} = 0 \qquad (36)$$

Рассматривается задача определения такого способа организации пакета пластинки-полосы заданного веса, при котором она обладает наибольшей несущей способностью при ограничении на прочность.

Подставляя (36) в (35), с учетом (34), приходим к неравенству вида

$$P_0^2 F(t,x,\overline{h}_2) \le 1 \qquad (37)$$

где функция $F$ не выписана в явном виде из-за громоздкости. Данная оптимизационная задача эквивалентна следующей: найти

$$F^* = \min_{h_2}\max_{t,x} F(t,x,\overline{h}_2)$$

при $0 \le x \le l$, $0 \le \overline{h}_2 \le 1$.

Здесь $\overline{h}_2 = h_2 / h$, $h_2$ – толщина слоя из пластмассы.

Проведены численные исследования для трех случаев:

1) несимметрично собранная двухслойная полоса, состоящая из слоев композиционного материала СВАМ 5:1 и пластмассы (полистирол);

2)полоса состоит из трех слоев, симметрично расположенных относительно срединной плоскости. Средний слой изготовлен из пластмассы, а два наружных – из КМ;

3)средний слой изготовлен из КМ, а два наружных слоя – из пластмассы.

Рассматривались два варианта геометрических размеров пластинки: $\lambda = h/l = 0{,}03;\ 0{,}05$. Профиль падающей волны выбирался в виде (12) при $\alpha = 0{,}1$. В качестве внешней среды выбран воздух с акустическими параметрами $\rho_0 = 1{,}225$ кг/м³, $c_0 = 340$м/сек. Численные расчеты проведены для значений параметра $a^2 = B_0^2 / 4\pi\rho_0 c_0^2$, характеризующего магнитное поле: $a = 0;\ 0{,}5;\ 1$.

Результаты численных расчетов представлены в виде таблицы, где приведены наибольшие $P_{0\max}$ и наименьшие $P_{0\min}$ значения давления на фронте падающей волны и соответствующие им значения $h_{2\max}$ и $h_{2\min}$.

| | | $\lambda = 0{,}05$ | | | $\lambda = 0{,}03$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Варианты 1 и 3 | $a$ | 0 | 0,5 | 1 | 0 | 0,5 | 1 |
| | $\bar{h}_{2\max}$ | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | $P_{0\max}$ | 1,9 | 1,83 | 1,34 | 0,9 | 0,85 | 0,67 |
| | $\bar{h}_{2\min}$ | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| | $P_{0\min}$ | 0,45 | 0,48 | 0,33 | 0,23 | 0,2 | 0,17 |
| Вариант 2 | $a$ | 0 | 0,5 | 1 | 0 | 0,5 | 1 |
| | $\bar{h}_{2\max}$ | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,5 | 0,5 |
| | $P_{0\max}$ | 2,7 | 2,5 | 1,9 | 1,3 | 1,2 | 0,9 |
| | $\bar{h}_{2\min}$ | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 |
| | $P_{0\min}$ | 0,5 | 0,48 | 0,33 | 0,23 | 0,21 | 0,17 |

Данные материала СВАМ 5:1

$$\rho = 1{,}85 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3,\quad B_{22}^0 = 0{,}62 B_{11}^0,\quad B_{12}^0 = 0{,}12 B_{11}^0,\quad B_{66}^0 = 0{,}16 B_{11}^0,$$

$$\sigma_{B1} = 1{,}89 \cdot 10^{-2} B_{11}^0,\ \sigma_{B2} = 0{,}77 \cdot 10^{-2} B_{11}^0,\ \tau_{B0} = 0{,}5 \cdot 10^{-2} B_{11}^0$$

и полистирола

$$\rho = 1{,}06 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3,\ B_{11} = B_{22} = 0{,}11 B_{11}^0,\ B_{12} = 0{,}039 B_{11}^0,$$

$$\sigma = 0{,}13 \cdot 10^{-2} = B_{11}^0$$

Как следует из численных расчетов, второй вариант является наилучшим, причем давление $P_0$ достигает своего максимального значения при $\bar{h}_2 = 0{,}5$. Оптимальные проекты для первого и третьего вариантов совпадают и вырождаются в однослойный, целиком изготовленный из композиционного материала.

Как показывают численные расчеты, благодаря оптимизации можно добиться увеличения несущей способности пластинки-полосы в 4-5 раз по сравнению с наихудшим вариантом.

## ЛИТЕРАТУРА


1. Dimaggio F.L. Eff of an Acoustic Medium of the Dynamic Buckling of Plates. – New Jork, Journal of Applied Mechanics, 1956, vol.23, №2.
2. Калихман Л.Е. Элементы магнитной газодинамики. – М.: Атомиздат, 1964.
3. Амбарцумян С.А. Теория анизотропных пластин. – М.: Наука, 1967.
4. Амбарцумян С.А., Багдасарян Г.Е., Белубекян М.В. Магнитоупругость тонких оболочек и пластин. – М.: Наука, 1977.
5. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа. – М.: Наука, 1965.
6. Бажанов З.Л., Гольденблат И.И. и др. Сопротивление стеклопластиков. – М.: Машгиз, 1968.
7. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. – М.: Наука, 1977.
8. Mindlin R.D., Bleich M.N. Response of an elastic cylindrical shell to a transverse step shoce wave.– Appl. Mech., 1953, vol.20, № 2.



Институт механики
НАН Армении



Поступила в редакцию
26.11.1999