

сово распределение

$$(11) \quad f(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}l} \exp\left(-\frac{z^2}{l^2}\right), \quad \bar{f}(x) = \exp\left(-\frac{x^2 l^2}{4}\right).$$

Считая далее выполненным условие $\Omega l / (v-c) \ll 1$ (а следовательно, $\alpha = \Omega l / v \ll 1$), из формул (8), (9) и (11) находим

$$(12) \quad I_1 \approx \frac{Q_1^2 v}{16 \rho_0 \pi l^2} \left(1 + \frac{\alpha a Q_0}{l Q_1} \cos \vartheta \right),$$

$$(13) \quad I_2 \approx \frac{a^2 Q_0^2 v}{16 \rho_0 \pi l^4} \left(1 + \frac{\alpha l Q_1}{2 a Q_0} \cos \vartheta \right).$$

Таким образом, монополь «поглощает» часть энергии диполя ($I_1 < 0$) при $\alpha a Q_0 \cos \vartheta / l Q_1 < -1$. Взаимодействие может приводить к раскачке дипольного источника в том случае, если $\alpha l Q_1 \cos \vartheta / 2 a Q_0 < -1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Григорьев, В. П. Докучаев, В. Я. Эйдман. Генерация звука при прямолинейном движении излучателей с переменным ускорением. Акуст. ж., 1974, 20, 4, 537—542.
2. В. П. Докучаев. Энергия и сопротивление излучения движущегося акустического монополя. Акуст. ж., 1966, 12, 1, 112—114.
3. P. M. Morse, K. Uno Ingard. Theoretical Acoustics, N. Y., McGraw — Hill Book Company, 1968.
4. Ф. И. Франкль, Е. А. Карнович. Газодинамика тонких тел, М.—Л., Гостехиздат, 1948.
5. Е. А. Красильщикова. Возмущенное движение воздуха при вибрации крыла, движущегося со сверхзвуковой скоростью. Прикл. матем. и мех., 1947, 11, 1, 147—164.
6. В. Л. Гинзбург, В. Я. Эйдман. О силе реакции излучения при движении заряда в среде. ЖЭТФ, 1959, 36, 6, 1823—1833.

Научно-исследовательский
радиофизический институт,
Горький

Поступила
24 марта 1975 г.

УДК 534.833

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДВУХСЛОЙНОГО ЖЕСТКОГО ВИБРОПОГЛОЩАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ

Б. А. Канаев, Б. Д. Гартаковский

Один из способов увеличения эффективности вибропоглощающих покрытий — нанесение покрытия не непосредственно на поверхность структуры, а на некоторый промежуточный слой, роль которого сводится к удалению вибропоглощающего слоя от нейтральной плоскости изгиба и, как следствие этого, к увеличению коэффициента потерь. В работе [1] исследована зависимость коэффициента потерь от относительной толщины слоев такого двухслойного покрытия.

С увеличением коэффициента потерь η растет эффективность покрытия, определяемая уменьшением уровня среднего по поверхности структуры квадрата колебательной скорости $\langle V^2 \rangle$. Однако при нанесении покрытия на структуру изменяется не только коэффициент потерь, но и изгибная жесткость B и масса m структуры, которые также влияют на эффективность покрытия.

Рассмотрим зависимость эффективности вибропоглощения от соотношения толщин слоев двухслойного жесткого покрытия, наносимого на металлическую пластину, с учетом изменения массы и жесткости. В случае возбуждения пластины полосой частот в режиме заданной силы эффективность вибропоглощения, выраженная в ΔB , будет [2]

$$\Delta B_F = 10 \lg \frac{\langle V_0^2 \rangle}{\langle V^2 \rangle} = 10 \lg \frac{\eta}{\eta_0} + 15 \lg \frac{m}{m_0} + 5 \lg \frac{B}{B_0},$$

где параметры с индексом 0 относятся к пластине без покрытия, параметры без индекса — к пластине с покрытием, а величины η , m и B определяются соотношениями [3]:

$$\eta = \frac{\eta_1 I_1 + \alpha_2 \eta_2 I_2 + \alpha_3 \eta_3 I_3}{I_1 + \alpha_2 I_2 + \alpha_3 I_3}, \quad m = \sum_{i=1}^3 \rho_i H_i, \quad B = \sum_{i=1}^3 E_i I_i.$$

Здесь H_i , E_i , ρ_i и η_i — соответственно толщина, модуль Юнга, плотность и коэффициент потерь материала i -го слоя ($i=1, 2, 3$),

$$I_i = \frac{1}{3} \left[\left(\sum_{j=1}^i H_j - \delta \right)^3 - \left(\sum_{j=1}^{i-1} H_j - \delta \right)^3 \right]$$

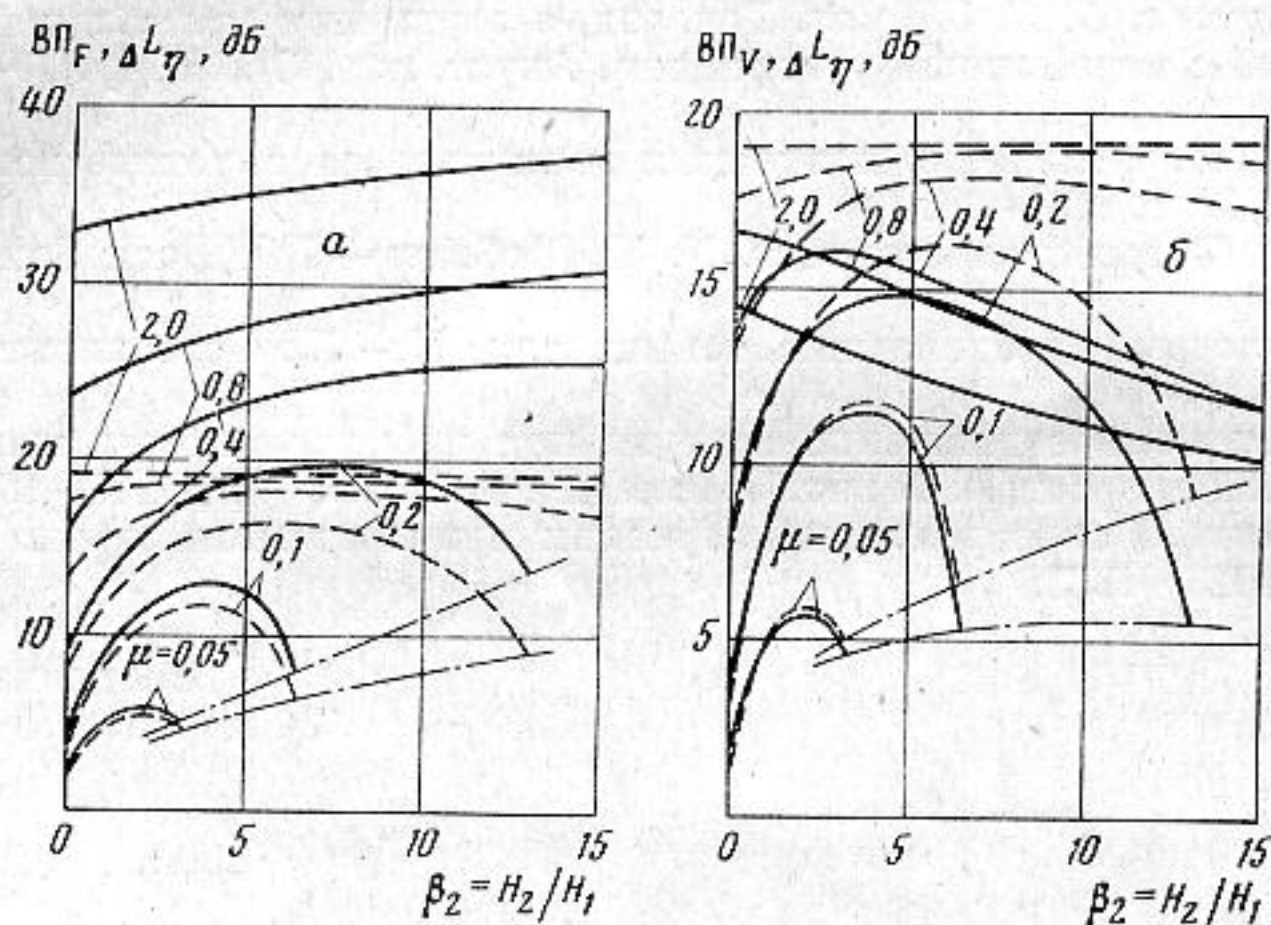
— момент i -го слоя относительно нейтральной плоскости изгиба, расстояние между которой и свободной поверхностью металлической пластины есть

$$\delta = \frac{H_1 [1 + \alpha_2 (2\beta_2 + \beta_2^2) + \alpha_3 (2\beta_3 + 2\beta_2\beta_3 + \beta_3^2)]}{2[1 + \alpha_2\beta_2 + \alpha_3\beta_3]},$$

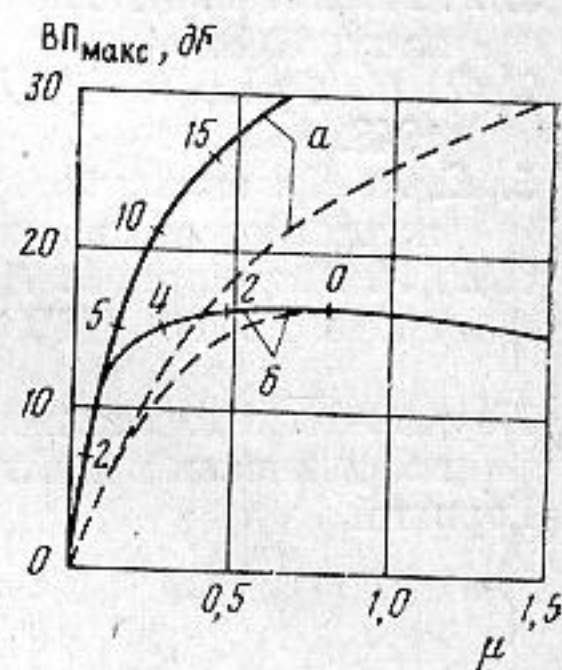
где

$$\alpha_2 = E_2/E_1, \quad \alpha_3 = E_3/E_1, \quad \beta_2 = H_2/H_1, \quad \beta_3 = H_3/H_1.$$

На фиг. 1, а представлена зависимость эффективности $ВП_F$ от величины β_2 при различных значениях относительного веса $\mu = (\rho_2 H_2 + \rho_3 H_3) / \rho_1 H_1$ для покрытия, состоящего из слоя пенопласта ПХВ-1 и слоя вибропоглощающей пластмассы «Агат».



Фиг. 1



Фиг. 2

Фиг. 1. Влияние относительной толщины промежуточного слоя β_2 на эффективность и коэффициент потерь двухслойного покрытия при возбуждении колебаний с заданной силой (а) и с заданной колебательной скоростью (б). Штрихпунктирные кривые соответствуют $H_3=0$

Фиг. 2. Зависимость максимальной эффективности двухслойного покрытия (сплошные кривые) и эффективности однослойного покрытия (пунктирные кривые) от относительного веса μ при возбуждении колебаний с заданной силой (а) и с заданной колебательной скоростью (б). Цифрами на кривых обозначены значения $\beta_2 \text{ опт}$

Величина $ВП_F$ всегда превышает изменение уровня среднего квадрата колебательной скорости $\Delta L_\eta = 10 \lg (\eta/\eta_0)$, обусловленное только возрастанием коэффициента потерь. Однако при малых μ это различие невелико, поскольку жесткость и масса изменяются мало и величина $ВП_F$ в основном определяется изменением коэффициента потерь. С увеличением же μ величина $ВП_F$ становится существенно больше ΔL_η . При заданном весе покрытия μ эффективность имеет максимальное значение при некотором значении $\beta_2 = \beta_2 \text{ опт}$.

Зависимость максимального значения эффективности $ВП_F, \text{ макс}$ от относительного веса μ представлена на фиг. 2. Использование двухслойного покрытия с оптимальным соотношением толщин ($\beta_2 = \beta_2 \text{ опт}$) позволяет увеличить эффективность по сравнению с эффективностью однослойного покрытия того же веса при любом μ . Однако при больших μ величина $\beta_2 \text{ опт}$ столь велика, что практически неприемлема. В таком случае следует выбирать наибольшую допустимую толщину β_2 , поскольку с увеличением β_2 эффективность $ВП_F$ возрастает.

При возбуждении пластины в режиме заданной колебательной скорости эффективность будет [2]

$$ВП_V = 10 \lg \frac{\eta}{\eta_0} + 5 \lg \frac{m}{m_0} - 5 \lg \frac{B}{B_0}.$$

В этом случае при малых μ зависимость $ВП_{\nu}$ от β_2 качественно та же, что и в случае возбуждения пластины в режиме заданной силы (фиг. 1, б). При больших μ экстремальные значения эффективности смещаются в сторону малых значений β_2 , а для $\mu > 0,8$ наибольшие значения эффективности соответствуют $\beta_2 = 0$, т. е. однослойное покрытие в этом случае оказывается более эффективным, чем двухслойное (фиг. 2). Таким образом, при возбуждении колебаний с заданной скоростью область эффективного использования промежуточного слоя ограничена, и, кроме того, величина эффективности двухслойного покрытия не может быть больше максимальной эффективности однослойного покрытия ($\beta_{2\text{ опт}} = 0$).

Учет рассмотренных закономерностей в зависимости от режима возбуждения и веса наносимого покрытия позволяет выбирать оптимальное соотношение толщин слоев покрытия, обеспечивающее наибольшее снижение уровня вибраций. Если же задана требуемая величина снижения уровня вибраций, найденные закономерности могут быть использованы для выбора необходимого покрытия с минимальным весом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. И. Наумкина, Б. Д. Тартаковский, М. М. Эфрусси. Двухслойная вибропоглощающая конструкция. Акуст. ж., 1959, 5, 4, 498—501.
2. Л. П. Борисов, Б. А. Канаев, С. А. Рыбак, Б. Д. Тартаковский. О критериях оценки эффективности вибропоглощающих покрытий. Акуст. ж., 1974, 20, 3, 352—359.
3. Б. Д. Тартаковский. Изгибно-продольные колебания составных стержней, состоящих из жестких слоев. В кн.: Вибрации и шумы, М., «Наука», 1969.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
12 февраля 1975 г.

УДК 534.874.3

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ЛИНЕЙНЫМ ВИХРЕМ НАД ПЛОСКОСТЬЮ С РЕБРОМ

С. Г. Касоев

В работе [1] рассмотрена генерация звука элементарным вихрем при огибании края полубесконечного жесткого экрана. Настоящая работа посвящена исследованию взаимодействия линейного вихря с тонким ребром на плоской жесткой поверхности в слабосжимаемой жидкости.

В комплексной плоскости $Z = X + iY$ задана граница $Y = 0$ с ребром $X = 0$, $Y \leq h$. На всей границе скорость жидкости обращается в нуль. На большом расстоянии от начала координат $X < 0$ генерируется линейный вихрь силы Γ , параллельный ребру на плоскости.

Рассмотрим движение вихря над данной границей, считая жидкость несжимаемой. Конформное отображение $W^2 = Z^2 + h^2$ переводит заданную область в полупространство с жесткой границей, поэтому комплексный потенциал скорости вихря в плоскости Z получается с помощью этого преобразования из потенциала для полупространства с жесткой границей

$$(1) \quad \Omega = \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{Z^2 + h^2} - \sqrt{Z_0^2 + h^2}}{\sqrt{Z^2 + h^2} + \sqrt{Z_0^2 + h^2}},$$

где Z_0 — центр вихря.

Производная потенциала (1) является величиной комплексно-сопряженной скорости потока. Если рассмотреть эту скорость вблизи центра вихря, то можно определить скорость сноса вихря потоком:

$$\begin{aligned} \Omega'(Z_0 + \varepsilon) &= \frac{i\Gamma}{2\pi} \frac{Z_0}{\sqrt{Z_0^2 + h^2}} \frac{1}{\sqrt{Z_0^2 + h^2} - \sqrt{Z_0^2 + h^2}} + \\ &+ \frac{i\Gamma}{2\pi} \frac{h^2}{2Z_0(Z_0^2 + h^2)} - \frac{i\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\varepsilon} + 0(\varepsilon). \end{aligned}$$

Член, пропорциональный $1/\varepsilon$, представляет собой скорость вихревого движения с центром Z_0 , член нулевого порядка по ε является комплексно-сопряженной скоростью движения центра вихря. Разделив действительную и мнимую части этой скорости, можно найти систему двух уравнений для определения траектории вихря.