

Изложенная методика позволяет приводить записи накапливаемого ансамбля исходных воздействий для конкретной очаговой зоны к одноволновому представлению. Изучение же изменения двух детерминированных функций разложения и плотности вероятности стационарного процесса в зависимости от воздействий изучаемого ансамбля могут позволить в дальнейшем получить обоснованную нестационарную модель сейсмического воздействия для изучаемого региона.

ЦНИИСК ЕроАЭП

23. II. 1986

Վ. Բ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Է. Կ. ԳՈՂՈՍՅԱՆ

ԵՐԿՐԱՇԱՐԺԱԿԱՆ ԱՉԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԵՂԱԿԱՆ ՎԻՃԱԿԱԳՐԱԿԱՆ ՄՈԴԵԼԻ ԿԱՌՈՒՅՐՈՒՄԸ ԻՆՏԵՐՄԻԿԱՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Նրանք բաղադրի մի էություններն գոտու համար դիտարկված է երկրաշարժական ազդեցության վիճակագրական մոդելի կառուցումը՝ օգտագործելով արհեստական ակտիվություն, որը ստացված է նրանք բաղադրի ինտենսիվ երկրաշարժական ծառայության կալանում գրանցված երկրաշարժի տվյալներով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бодотин В. В. Статистические методы в строительной механике.—М.: Стройиздат, 1965.—201 с.
2. Айзенберг Я. М. Сооружения с выключающимися связями для сейсмических районов.—М.: Стройиздат, 1976.—229 с.
3. Рассказовский В. Т., Алиев Н. Х. Модель нестационарного сейсмического процесса//Строительство в особых условиях. Сейсмостойкое строительство: Науч.-тех. реф. сб.—М., 1981. Сер. 11. Вып. 4.—С. 18—22.
4. Пирюзян С. А. Опыт детального сейсмического районирования территории большого Ереванского района.—Ереван: Айтастан, 1969.—92 с.
5. Раутиан Т. Г. Построение сейсмограмм сильных землетрясений по широкополосным записям слабых//Бюллетень по инженерной сейсмологии.—1975.—№. 9.—с. 85—97.
6. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения.—М.: Мир, 1972.—316 с.

Изв. АН АрмССР (сер. ТН), т. XLI, № 2, 1988

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Ю. А. ГАСПАРЯН, С. А. МАРГАРЯН, Б. Ю. ГАСПАРЯН, А. Г. МАПУЧАРЯН

ИМПЕДАНСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕМНЫХ ПОЛЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЗВУКОПОГЛОТИТЕЛЕЙ

Многие виды современных объемных низкочастотных резонансных звукопоглотителей (ОНРЗП) состоят из полых объемных кон-

струкций с входным отверстием, ограниченных жесткой поверхностью. Звукопоглощающие свойства таких резонаторов характеризуются акустическим импедансом и коэффициентом звукопоглощения (КЗП). Определение КЗП основывается на решении теоретической задачи о рассеянии, поглощении и дифракции плоской звуковой волны на полый твердой сфере с входным отверстием, соответствующем углу раскрытия 2θ , диаметр которого $2r_0$ мал по сравнению с диаметром сферы $2a$. Теоретические вопросы для мягких и твердых сфер исследованы в [1—4], но эти данные недостаточны для определения КЗП, т. к. в них не учтены коэффициенты трансформации, характеризующие акустические потери, в частности, линейные потери на теплопроводность при трении воздуха, обусловленные вязкостью, тепловой релаксацией, теплопроводностью, и нелинейные потери (завихрения, циркуляция), образуемые с введением различных элементов в резонирующую полость ОНРЗП. Согласно Ф. Морзу условный коэффициент звукопоглощения $\alpha_v(f) = \frac{Q_a}{S_{\text{псф}}}$ характеризует эффективное сечение поглощения объемного полого поглотителя Q_a к площади поверхности звукопоглощения полый сферы $S_{\text{псф}}$ и представляется выражением:

$$\alpha_v(f) = 0.25 (ka)^2 \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(1-|B_n|^2), \quad (1)$$

где

$$Q_a = \pi k \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)(1-|B_n|^2);$$

$$S_{\text{псф}} = 4\pi a^2(1 - 6/180) + 2\pi r_0^2.$$

Коэффициент отражения сферической волны порядка n равен:

$$B_n = \frac{\frac{Z}{\rho c} (ka D_n)^2 + \left| 1 + j \frac{Z}{\rho c} \frac{D_n'}{D_n} \cos(\delta_n - \delta_n') \right|}{\frac{Z}{\rho c} (ka D_n)^2 - \left| 1 + j \frac{Z}{\rho c} \frac{D_n'}{D_n} \cos(\delta_n - \delta_n') \right|} e^{-2j\delta_n}. \quad (2)$$

Здесь $D_n(ka)$, $D_n'(ka)$ — амплитуда и их производные сферических функций Бесселя, определяемые по формулам:

$$|D_n(ka)|^2 = |J_n(ka)|^2 + |N_n(ka)|^2; \quad |D_n'(ka)|^2 = |J_n'(ka)|^2 + |N_n'(ka)|^2,$$

где $J_n(ka)$, $J_n'(ka)$, $N_n(ka)$, $N_n'(ka)$, $\delta_n(ka)$, $\delta_n'(ka)$ — сферические функции Бесселя 1-го и 2-го рода, их производные, а также фазовые углы сферических функций Бесселя и их производные. При этом необходимо воспользоваться следующими приближенными выражениями производных фазовых функций:

$$ka \rightarrow \infty, \quad D_n = (ka)^{-1}; \quad \delta_n = ka - 0.5\pi; \quad \delta_n' = ka - 0.5\pi(n+1);$$

$$\delta_n''(ka) = -n(n+1)^{-1} \delta_n'(ka), \quad k \gg n, \quad ka \gg 1 \quad ka < 2n+1 \quad ka \gg 1,$$

где a , r , r_0 — наружный, внутренний радиусы, толщина стенки и радиус входного отверстия резонатора; $r_0 = a \sin \theta$; ka — параметр.

Оптимальные величины активных составляющих импеданса, при которых полностью поглощается звуковая волна порядка $n=0, 1, 2, 3, 4$. Импеданс колеблющейся массы сферического резонатора Z_r состоит из входного импеданса горла, который определяется как

$$Z_r = j \omega \rho_{\text{эф}} l_r, \quad (3)$$

где l_r — длина горла входного импеданса;

$$\rho_{\text{эф}} = \rho \left[1 - \frac{2J_1(x) \overline{J_1(x)}}{xJ_0(x) - J_1(x) \overline{J_0(x)}} \right]$$

— эффективный модуль сжатия воздуха;

$$\chi = \left(\frac{\omega \rho}{\eta} \right)^{1/2},$$

Используя результаты Рэлея для распространения звуковой волны в малой цилиндрической трубе и упрощенные Н. Б. Крендаллом, при $\chi \ll 1$ можно судить о наличии ламинарности потока воздуха в резонаторе (низкие частоты), а при $\chi \gg 1$ — турбулентности в потоке (высокие частоты) и тогда: $\rho_{\text{эф}} = \rho \left(1 + 2 \frac{\chi^2}{x} \right)$. В соответствии с законом Пуаззеля и формулы (3) импеданс приобретает вид:

$$Z_r = \rho l_r r_0^{-1} (2\mu\omega)^{-1} + j\omega \rho l_r [1 + r_0^{-1} (2\chi\omega)^{-1/2}], \quad (4)$$

где $\mu = 1,88 \cdot 10^{-4}$ г/с·см, η — коэффициент вязкости и динамическая вязкость воздуха; $\rho = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г·см⁻³ — невозмущенная плотность воздуха; J_0 , J_1 — цилиндрические функции Бесселя нулевого и первого порядка. Воздушная пробка в горле резонатора связана с двух сторон со звуковым полем колеблющимися массами окружающей среды и внутренней полости — объема резонатора и характеризуется импедансами $Z_{\text{нар}}$, $Z_{\text{ин}}$. Реальная часть импеданса относится к внешней стороне резонатора, т. е. из-за упругости внутреннего воздушного объема резонатора излучения не происходит. При отсутствии горла у резонатора для длинных волн в области низких частот и при $ka \ll 1$ импеданс входного отверстия сферического резонатора рассчитывается по формуле Ф. Морза:

$$\begin{aligned} Z(ka, \theta) = & (ka)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \\ & + 3j(ka)^{-1} \sin^2 \frac{\theta}{2} - jka \sin \frac{\theta}{2} \left| (z - \theta) \cos \frac{\theta}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \right|. \end{aligned} \quad (5)$$

Реактивная составляющая импеданса резонатора, обусловленная реакцией эффективной массы воздуха и вязкого трения при движе-

нии через отверстие с учетом шарового излучателя, определяется по формуле:

$$y = y_m + y_{r_0} + y_6;$$

где

$$y_m = \frac{S_{\text{нф}}}{S_{\text{отв}}} \left\{ 3(ka)^{-1} \sin^2 \frac{\theta}{2} - ka \sin \frac{\theta}{2} \times \right. \\ \left. \times \left[(\pi - \theta) \cos \frac{\theta}{2} - \sin \frac{\theta}{2} \right] + \frac{\rho c (ka)^2}{1 + (ka)^2} \right\}; \\ y_6 = \left(1 - \frac{\rho_s \tau}{2ap} + \frac{ap}{6\rho_s \tau} \right) \cdot \left(\frac{\rho_s \tau}{ap} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

При $r_0^2 f < 0.1$ и $r_0^2 f > 0.5$ реактансы для граничных случаев соответственно равны:

$$y_{r_1} = jck\rho_m \left(\frac{4}{3} \tau + \frac{16r_0}{3\pi} \right); \quad y_{r_2} = jck\rho_a \left[\tau + \frac{\tau}{r_0} \left(\frac{2\mu}{\omega\rho} \right)^{1/2} + \frac{16r_0}{3\pi} \right].$$

В реальной части (5) отсутствуют составляющие потерь, возникающих при трении воздуха, которые изменяют реальную составляющую импеданса $R = R_m + R_{r_1} + R_2$. Активная компонента импеданса R_m отверстия без учета вязкости и теплопроводности среды, вычисленная по методу Ф. Морза и с учетом коэффициента трансформации, равна:

$$R_m = \frac{S_{\text{нф}}}{S_{\text{отв}}} (ka)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}. \text{ Внутреннее активное сопротивление и его}$$

составляющие равны: $R_1 = R_1 + R_2 + R_3 + R_4$, при этом R_1 — удельное акустическое сопротивление пористого материала в отверстии резонатора или за ним. Вязкое сопротивление при обтекании острых кромок и неровностей заусенцев на входе и выходе отверстия резонатора вычисляется:

$$R_2 = S_{\text{отв}}^{-1} r_0^{-1} (2\rho\omega\rho)^{-1}; \quad R_3 = 0.5 (ka)^2 (\mu/\rho)^{1/2} \sin^2 (\theta_n - \theta'_n); \\ \sin (\theta_n - \theta'_n) = (ka)^{-2} (D_n D'_n)^{-1}.$$

Акустические потери во входном отверстии и в объеме резонирующей полости и сферического резонатора определяются следующим выражением:

$$R_4 + R_5 = \frac{j\omega\rho (\tau + 2\tau_1)}{F(k_{p_1} r_0)} + j \frac{2a\omega\rho}{F(k_{p_2} a)},$$

где

$$F(k_{p_2} r_0) = 1 - \frac{2I_1(k_{p_2} r_0)}{(k_{p_2} r_0) I_0(k_{p_2} r_0)}; \quad (7)$$

k_s, k_r — волновые числа вязкой волны Стокса в отверстии и полости резонатора. Эффективный комплексный модуль сжатия-упругости воздуха в полости резонатора с учетом модели Релея равен:

$$k_s = \rho c^2 \left(1 + 2 \sqrt{-\lambda_r} \frac{1-i}{BP} \right),$$

где $B = \left(\frac{\gamma \gamma}{\rho l} \right)^{1/2} \approx 1$ — для воздуха, а γ — постоянная распространения звуковой волны в отверстии и полости резонатора. Волновые числа вязких и потерь при теплопроводности:

$$k_p^2 = -j \omega \rho c^{-1}; \quad k_r^2 = -j \omega \gamma / \lambda_r; \quad \lambda_r = l / \rho c; \quad \gamma = j \omega (\rho_s k_s)^{1/2},$$

где $\rho_s = 0,3 - 0,57 \text{ ккал кг}^\circ\text{С}$ — удельная теплоемкость для фанеры и полимерных материалов; $l = 0,04 - 0,65 \text{ Вт м}^\circ\text{К}$ — коэффициент теплопроводности.

Если размеры звукопоглотителя сравнимы или больше длины падающей звуковой волны, то возникает искажение свободного звукового поля, образуемого вокруг входного отверстия сферического резонатора. Поэтому вводится дифракционный коэффициент, который для сферического звукопоглотителя с углом раскрытия θ при $ka \ll 1$ на низких частотах равен:

$$R_d = [1 + 0,75 ka (1 - \cos \theta)^2]^{1/2}.$$

Частотная характеристика активной составляющей импеданса поверхности объемного резонатора, полученная расчетным и экспериментальным путями, показана на рис. 1.

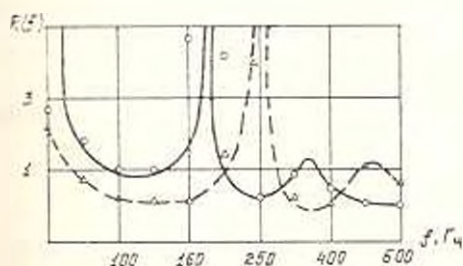


Рис. 1. Частотная характеристика активной составляющей импеданса поверхности объемного резонатора с внутренней дифракционной решеткой: $\circ-\circ-\circ$ — расчет, двухрядная дифрешетка; — — — эксперимент; $\Delta-\Delta-\Delta-\Delta$ — расчет, трехрядная дифрешетка; - - - - - эксперимент.

Расчет импедансных характеристик объемных низкочастотных резонаторов с подстановкой значений (2) — (7) в формулу (1) показал, что оптимальными диаметрами сферических звукопоглотителей, при которых происходит максимальное звукопоглощение в низкочастотном диапазоне (63—200 Гц), являются: $D=20 \text{ см}$ при $\theta=3-15^\circ$ и

$D=40$ см при $\theta=7-15^\circ$. Частотная характеристика инерционного импеданса в зависимости от угла раскрытия 2θ входного отверстия и D сечения сферического резонатора к длине падающей звуковой волны D/λ , показана на рис. 2.

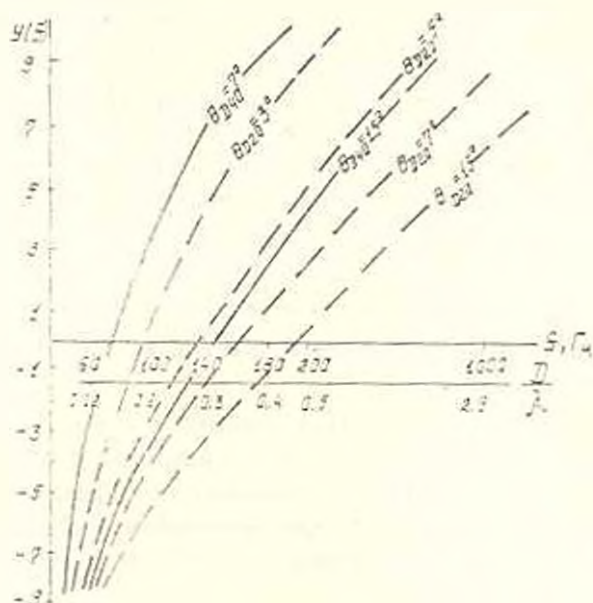


Рис. 2. Частотные зависимости инерционного импеданса сферического резонатора диаметром D с входным отверстием ϵ и углом раскрытия 2θ , рассчитанные при модах первого порядка: --- $D=20$ см при $\theta=3 \div 15^\circ$; ——— $D=40$ см при $\theta=7 \div 15^\circ$.

ՀԱՅ. Ա. ԿՈՄՊՈԶԻՑԻԱ, Ս. Ա. ՄԱՐԳԱՐԻՅԱՆ, Բ. ՅՈՒՆ, ԿՈՄՊՈԶԻՑԻԱ, Ս. Գ. ԵՐԱՆՈՎՅԱՆՆԵՐ

ՄԱՎԱԼԱՅԻՆ ՄԱՐԵԶ ԶԱՆԻ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆ ՉԱՅՆԱԿԱՆԻՉՆԵՐԻ ԻՄՊԵԴԱՆՍԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Գիտարկված են գեղատի ծավալային ռեզոնանսային ծավալային իմպեդանսային բնութագրերը, հաշվի առնելով ձայնադիտական կորուստները, որոնք ազդում են կառուցվածքի ամբողջական իմպեդանսի ակտիվ և ռեակտիվ բաղադրիչների վրա: Խոստում այդ կորուստները ունենում են նշանակալից ազդեցություն ռեզոնանսի ակտիվ դիմադրության և ձայնակլանման գործակցի վրա, հատկապես ցածր հաճախականության տիրույթում: Բերված են նպատակահարմար տրամադրերը, հաշվի առնելով ձայնակլանիչների մուտքային անցքերը, որոնց առկայությամբ ցածր հաճախականությամբ տիրույթում տեղի է ունենում առավելագույն ձայնակլանում:

1. Борисов Л. А., Велижанова К. А. Расчет коэффициента звукопоглощения объемного поглотителя в виде сферы // Акустический журнал. 1967. — Т. XIII, № 2 — с. 289—292.
2. Велижанова К. А., Воинова Е. А., Сапирова И. Д. Влияние потерь в объеме резонатора на его акустические характеристики // Акустический журнал — 1985. — Т. XXXI, № 3. — с. 386—387.
3. Melling T. H. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels // JASA. — 1973. — V. 29, № 1, — P. 1—65.

Изв. АН АрмССР (сер. ТН), т. XLII, № 2, 1988

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

В. Б. ПЕРСЕСЯН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ СООТНОШЕНИЙ МАГНИТНОЙ ЦЕПИ ВИХРЕТОКОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Наиболее важной при разработке и конструировании измерительных преобразователей является задача определения их оптимальных параметров при данной измеряемой величине. Определим оптимальные параметры магнитной цепи вихрекового преобразователя, основываясь на условии передачи максимума мощности от измеряемого к измерительному узлу [1]. Воспользуемся дифференциальной конструкцией вихрекового преобразователя, рассмотренного в [2], где осуществлен расчет магнитной цепи и получены закономерности распределения магнитных потенциалов между стержнями магнитопровода и потока в этих участках. При нулевом значении координаты эти закономерности преобразуются в уравнения пассивного четырехполюсника [3]:

$$U_0 = AU_1 + B(\Phi_p - \Phi_n); \quad (1)$$

$$\Phi_0 = CU_1 + D(\Phi_p - \Phi_n). \quad (2)$$

где $A = D = \operatorname{ch} \sqrt{Z_g g}$, $B = \sqrt{\frac{Z_p}{g}} \operatorname{sh} \sqrt{Z_g g}$, $C = \sqrt{\frac{g}{Z_p}} \operatorname{sh} \sqrt{Z_g g}$ — комплексные постоянные четырехполюсника; Φ_0 и U_0 — входной магнитный поток и напряжение четырехполюсника; $\Phi_p - \Phi_n$ и U_1 — выходной магнитный поток и напряжение четырехполюсника; Z_p , g — полное комплексное магнитное сопротивление между участками бокового стержня и полная проводимость рассеяния между ними на длине l .

Магнитная цепь представлена в виде пассивного четырехполюсника, на входных зажимах которого подключены E_s — м. д. с. обмотки