

ЛИТЕРАТУРА

1. *Беляев С. В., Дорожкин Л. М., Кулаков М. А., Морозов А. И., Чайнов Б. А.* Пьезоэлектрические преобразователи на основе поликристаллических пленок органических полициклических соединений. — Матер. XI Всес. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Душанбе, Изд-во Дониш, 1981, ч. 11, с. 230–231.
2. *Морозов А. И., Проклов В. В., Станковский Б. А.* Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств — М.: Радио и связь, 1981.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

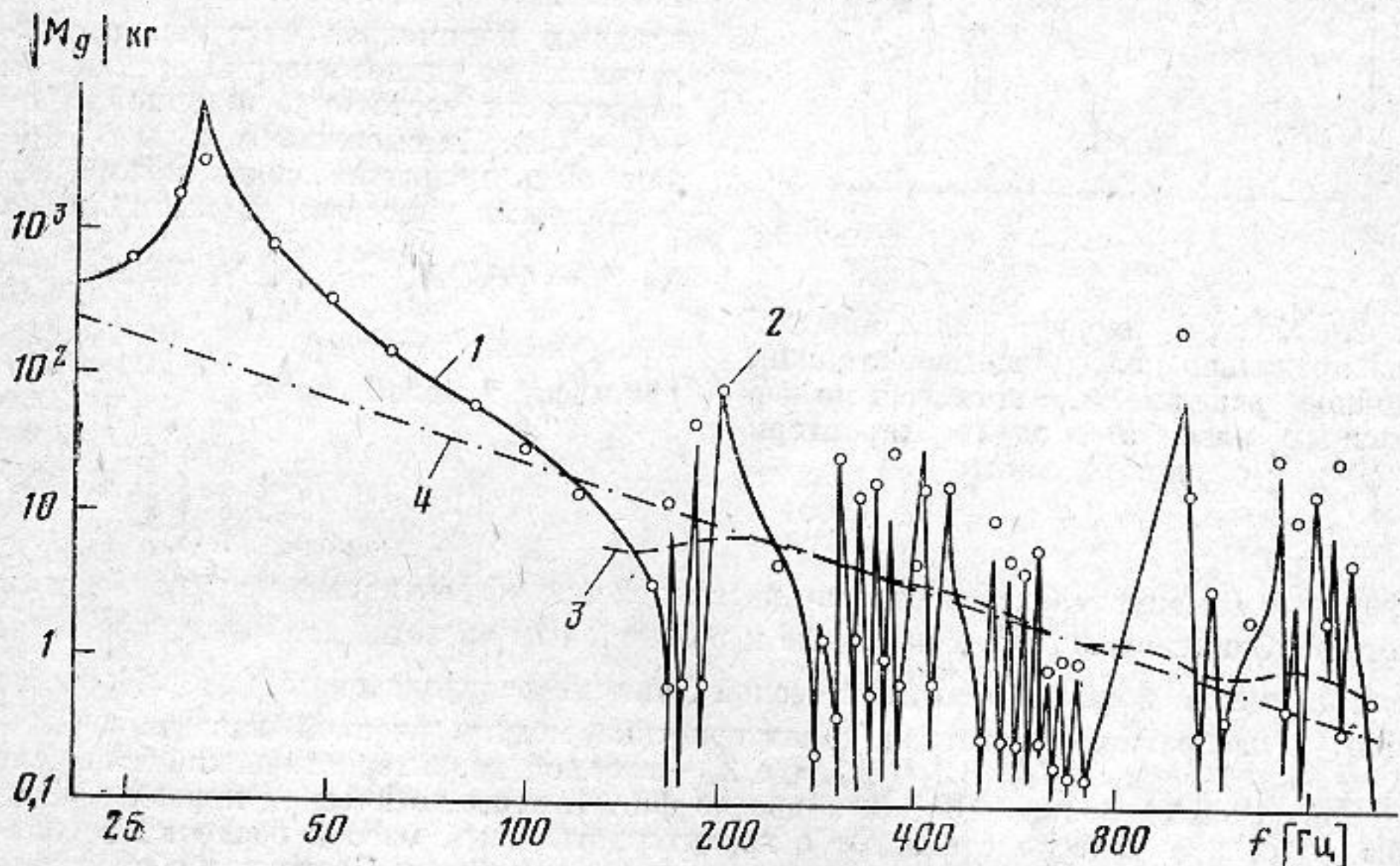
Поступила в редакцию
5.IV.1982

УДК 534.833

К ВОПРОСУ О СИНТЕЗЕ ВХОДНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ИМПЕДАНСОВ СЛОЖНЫХ ЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Бернблит М. В.

Известно (1), что вектор входной механической проводимости линейных колебательных систем может быть представлен в виде ряда из проводимостей нормальных мод. В работе [2] рассмотрен другой метод описания входной механической проводимости, основанный на представлении дробной рациональной функции, какой она является, в виде отношения степенных многочленов, коэффициенты которых выражаются через резонансные (f_v) и антирезонансные (f_{0v}) частоты. Степень полиномов определяется числом принимаемых во внимание степеней свободы N . Следуя



Фиг. 1. Модуль входной динамической массы оболочки, возбуждаемой нормальной сосредоточенной силой: 1 — расчет по методу синтеза, 2 — результаты эксперимента, 3 — асимптотическая кривая эффективных масс, 4 — модуль входной характеристической массы

работе [2], входную динамическую массу $M_g = Z/2\pi jf$ (Z — входной механический импеданс на частоте f) системы со свободными концами можно записать в следующем виде:

$$M_g = M_0 \prod_{v=1}^N (1 - f^2/f_v^2) / \prod_{v=1}^N (1 - f^2/f_{0v}^2), \quad (1)$$

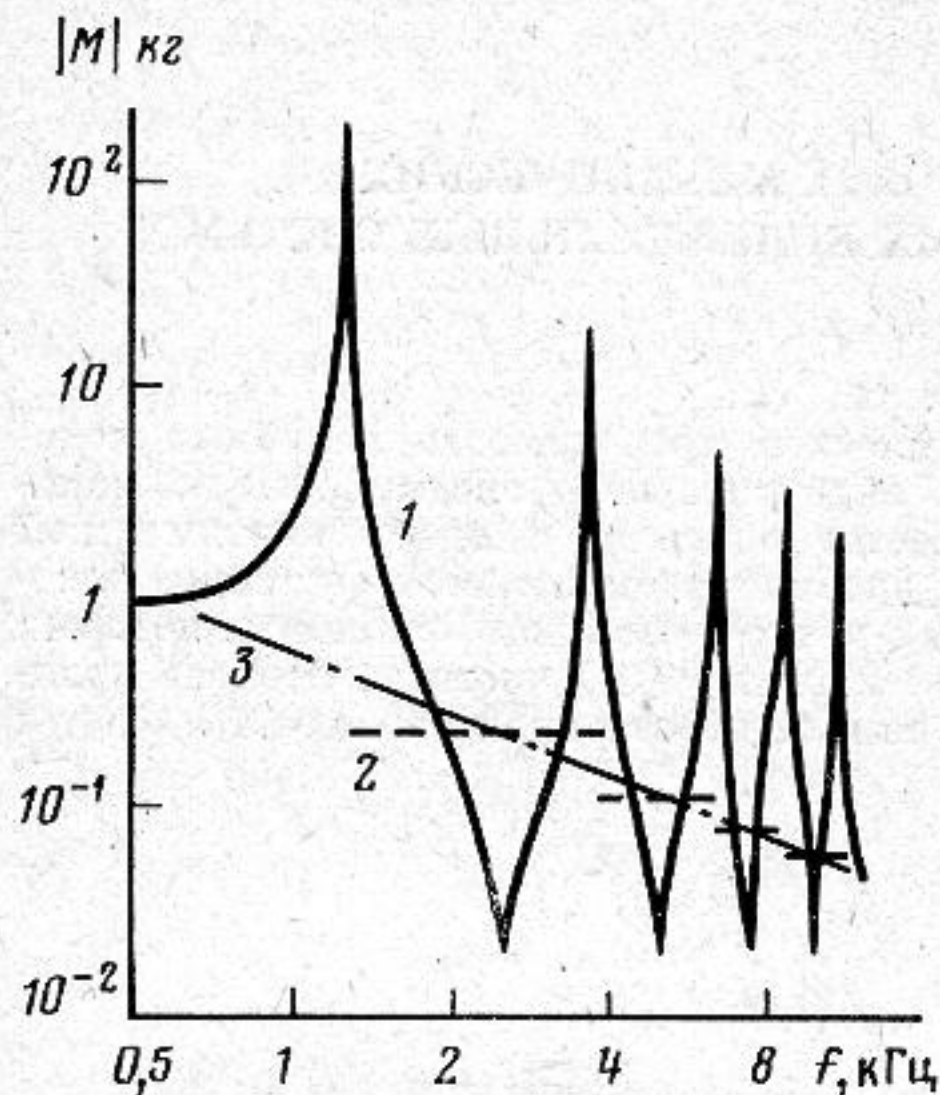
где M_0 — масса нулевой моды, соответствующей перемещениям системы как твердого тела.

Соотношение (1) позволяет сформулировать задачу синтеза входных механических импедансов сложных колебательных систем по ограниченному упорядоченному множеству резонансных и антирезонансных частот, например, установленных экспериментально. Его нетрудно уточнить, если учесть влияние демпфирования, перейдя к комплексным резонансным и антирезонансным частотам $\bar{f}_v^2 = f_v^2(1 + j\eta_v)$ и $\bar{f}_{0v}^2 = f_{0v}^2(1 + j\eta_{0v})$, где η_v и η_{0v} — экспериментально установленные коэффициенты меха-

нических потерь на частотах f_v и f_{0v} соответственно. Если $\eta_v \ll 1$ и $\eta_{0v} \ll 1$, то из выражения (1) можно получить оценку модуля входной динамической массы следующего вида:

$$|M_g| = M_0 \prod_{v=1}^N \sqrt{(1-f^2/f_v^2)^2 + \eta_v^2} / \prod_{v=1}^N \sqrt{(1-f^2/f_{0v}^2)^2 + \eta_{0v}^2}. \quad (2)$$

На фиг. 1 кривой 1 представлены результаты расчета $|M_g|$ по методу синтеза для тонкостенной цилиндрической оболочки, разделенной на 3 одинаковые секции жесткими диафрагмами. Изгибные колебания свободно подвешенной оболочки возбуждались электродинамическим вибратором, установленным на ней в середине



Фиг. 2. Модуль входной динамической массы продольно колеблющегося стержня: 1 — точное решение, 2 — гистограмма эффективных масс, 3 — модуль характеристической массы

крайней секции. Измеренные методом скользящего тона [3] значения $|M_g|$ в диапазоне частот 25 Гц — 2 кГц (ниже кольцевой частоты) отмечены на фиг. 1 цифрой 2. Коэффициенты потерь определялись экспериментально частотным методом [3] для нескольких первых резонансов и антирезонансов и реверберационным методом [3] — на более высоких частотах (только резонансных).

Учитывая, что на частотах $f_{0v-1} < f < f_v$ входной импеданс определяется упругими свойствами системы, а в диапазоне $f_v < f < f_{0v}$ — инерционными, можно ввести определение эффективной массы $M_v^{(эфф)}$ и жесткости $K_v^{(эфф)}$ как входных параметров системы, определяющих ее динамический отклик в окрестности частоты f_v шириной $\Delta f_v = f_{0v} - f_{0v-1}$. На смежные полосы Δf_v может быть наложена связь между эффективными массами и жесткостями

$$K_v^{(эфф)} = 4\pi^2 f_v^2 M_v^{(эфф)} = 4\pi^2 f_{0v}^2 M_{v-1}^{(эфф)},$$

которая позволяет выразить $M_v^{(эфф)}$ через массу нулевой моды:

$$M_v^{(эфф)} = M_{v-1}^{(эфф)} f_{0v}^2 / f_v^2 = M_0 \prod_{v=1}^v f_{0v}^2 / f_v^2. \quad (3)$$

По формуле (3) может быть построено распределение эффективных масс по полосам частот Δf_v . Значения $M_v^{(эфф)}$, отнесенные к резонансным частотам, на фиг. 1 показаны кривой 3, имеющей смысл асимптотической функции распределения $M_v^{(эфф)}$. Кривой 4 на фиг. 1 изображена частотная характеристика модуля входной характеристической массы оболочки $|M_x| = |Z_x| / 2\pi f$, где Z_x — входной характеристический импеданс цилиндрической оболочки [1]. Как видно из фиг. 1, асимптотическая кривая эффективных масс практически совпадает с характеристической массой оболочки в области частот, где спектр имеет высокую плотность резонансов. Последнее обстоятельство хорошо подтверждается результатами расчета модуля динамической массы продольно колеблющегося стержня со свободными концами под действием сосредоточенной силы на одном из них. На фиг. 2 кривая 1 соответствует расчету $|M_g|$ на основании хорошо известного [1] точного решения для металлического стержня длиной 1 м, диаметром 20 мм при коэффициенте потерь $\eta = 0,005$. Кривая 2 на фиг. 2 соответствует гистограмме эффективных масс, вычисленных по формуле (3), а кривая 3 — характеристической массе. Как видно из фиг. 2, частотная кривая характеристической массы пересекает гистограмму эффективных масс на резонансных частотах f_v в каждой из полос Δf_v .

ЛИТЕРАТУРА

1. Скучик Е. Простые и сложные колебательные системы. М.: Мир, 1970.
2. Neubert V. H. Series Solutions for Structural Mobility.— J. Acoust. Soc. Am., 1965, v. 38, N 5, pp. 867—876.
3. Справочник по судовой акустике/Под ред. Клюкина И. И., Боголепова И. И. Л.: Судостроение, 1978.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступила в редакцию 10.V.1982