

ворачивать кристалл, не меняя места падения излучения. С помощью описанной установки проведено исследование зависимости интенсивности дифрагированного излучения I от угла α между тангенциальной составляющей волнового вектора падающего рентгеновского пучка и направлением волнового вектора ПАВ. Для использованного преобразователя направление волнового вектора совпадало с осью Y кристалла.

Результаты эксперимента приведены на фиг. 2. Видно, что интенсивность дифрагированного пучка I достигает своего максимального значения при $\alpha=15^\circ$. Следовательно, угол отклонения потока энергии ПАВ от направления ее волнового вектора (волновой нормали), связанный с анизотропией подложки, равен 15° . На основании этих результатов можно составить схематическое изображение распространения ПАВ на используемой кварцевой подложке, аналогичное описанному в работе [3].

Авторы выражают благодарность А. Р. Мкртчяну за постоянное внимание к работе и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Сукиасян Р. Р., Борназян А. С., Габриелян Р. Г. Дифракция рентгеновского излучения на поверхностных акустических волнах в монокристалле кварца // Изв. АН АрмССР. Физика. 1986. Т. 21. № 6. С. 320–322.
2. Кочарян Л. А., Сукиасян Р. Р., Борназян А. С., Бегларян А. Г., Гаспарян Р. А. Двойная модуляция дифрагированного в монокристалле кварца рентгеновского излучения поверхностными высокочастотными и низкочастотными акустическими волнами // Изв. АН АрмССР. Физика. 1986. Т. 21. № 6. С. 317–320.
3. Слободник Дж., мл. Поверхностные акустические волны и материалы для устройств на поверхностных акустических волнах // ТИИЭР. 1976. Т. 64. № 5. С. 10–26.

Институт прикладных проблем физики
Академии наук АрмССР

Поступило в редакцию
29.XII.1987

УДК 534.26

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРАЕВОГО ЭФФЕКТА ДЛЯ РАСШИРЕНИЯ ПОЛОСЫ РЕЗОНАНСНЫХ ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИХ СИСТЕМ

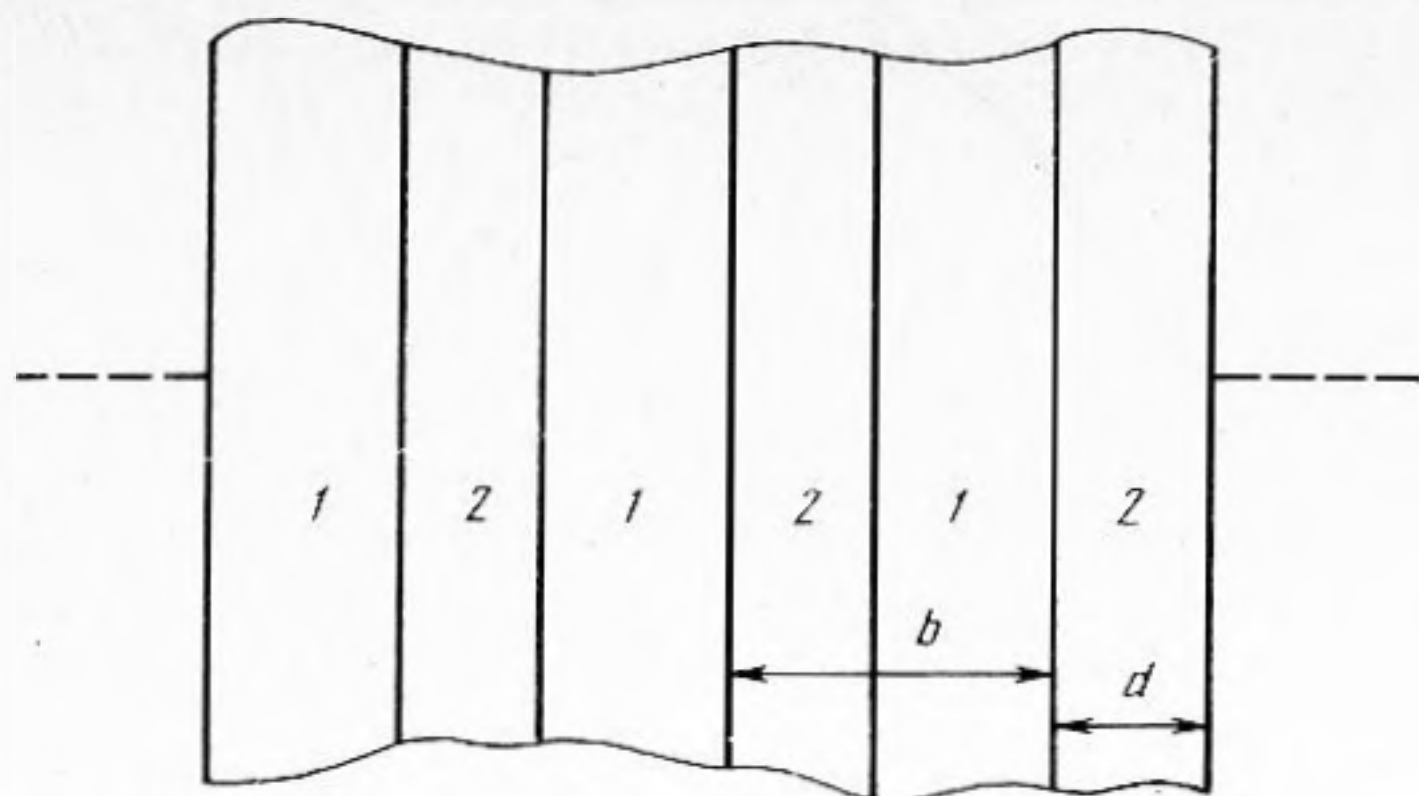
Ваганов Е. А., Велижанина К. А., Дудкин Д. А., Хирных Е. Л.

Актуальная в настоящее время проблема борьбы с шумами требует создания недорогих, надежных и эффективных устройств для этой цели. Всем указанным требованиям отвечают резонансные звукопоглотители (РЗП), которые на данном этапе являются, по-видимому, наиболее перспективными. Их преимущества перед традиционными поглощающими системами (пористые, волокнистые материалы, сетки и т. п.) особенно проявляются в области низких и инфразвуковых частот, где использование иных средств крайне затруднительно из-за больших габаритов (порядка длины звуковой волны). Простейшим резонансным поглотителям присущ, пожалуй, лишь один принципиальный недостаток — ширина полосы поглощения обычного РЗП не превышает, как правило, одной октавы. В большинстве случаев с этим можно мириться, так как спектры многих источников шума низких частот тоже носят резонансный характер (шум вентиляторов, дросселей, колеблющихся после удара плит и т. п.). Однако в случае генерации шума турбулентностью или многими источниками с близкими, но различающимися по частоте параметрами (станки в цехе) спектральное распределение низкочастотных шумов будет близким к равномерному в некоторой полосе частот. Поэтому желателен поиск способа расширения эффективной полосы поглощения РЗП. Такой способ и предложен в настоящей работе.

Как было обнаружено опытным путем, если большой образец звукопоглощающего материала, помещенный на жесткой стенке, разбить на отдельные куски, то такие куски при наличии некоторого оптимального расстояния между ними обладают большим суммарным поглощением, нежели исходный образец. Эти изменения в величине звукопоглощения, обусловленные дифракцией звука на краях кусков, получили название краевого эффекта.

Явлением краевого эффекта можно воспользоваться для расширения полосы поглощения РЗП, если вместо кусков поглотителя применить РЭП с одной резонансной частотой, а вместо жесткой стенки — РЗП с другой резонансной частотой, причем резонансные частоты не должны различаться более чем на одну — пол-октавы.

Теоретический расчет импеданса такой системы можно провести методом, изложенным в работах [1–4] для случая неоднородной периодической поверхности. В данной работе расчет проводился для случая чередующихся бесконечных полос (фиг. 1) с импедансами Z_0 и Z_1 . В результате была получена следующая формула



Фиг. 1. Схема размещения импедансных участков на поглощающей облицовке: 1 - $Z=Z_1$, 2 - $Z=Z_0$

для суммарного импеданса системы с учетом дифракции¹.

$$Z_c = \frac{Z_1(Z_1 + 1) \left\{ 1 + \frac{d}{b} \left[\frac{Z_1}{Z_0} - 1 \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{kV_n^2}{Z_1\gamma_n + k} \right\} - \frac{d}{b} Z_1 \left\{ \frac{Z_1}{Z_0} - 1 \right\}}{(Z_1 + 1) \left\{ 1 + \frac{d}{b} \left[\frac{Z_1}{Z_0} - 1 \right] \sum_{n=0}^{\infty} \frac{kV_n^2}{Z_1\gamma_n + k} \right\} + \frac{d}{b} Z_1 \left\{ \frac{Z_1}{Z_0} - 1 \right\}}, \quad (1)$$

где Z_c - комплексный суммарный импеданс системы, Z_0 и Z_1 - комплексные импедансы чередующихся полос, b - период чередования полос, d - ширина полосы с импедансом Z_0 , $k = \omega/c$, ω - круговая частота, c - скорость звука,

$$V_n = \frac{\sin(\alpha_n d/2)}{\alpha_n d/2},$$

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k^2 - \alpha_n^2}, & k^2 \geq \alpha_n^2, \\ -i \sqrt{\alpha_n^2 - k^2}, & \alpha_n^2 > k^2, \end{cases} \quad \alpha_n = 2\pi n/b.$$

Нормальный коэффициент звукопоглощения системы равен

$$\alpha = \frac{4 \operatorname{Re}(Z_c)}{\{\operatorname{Re}(Z_c) + 1\}^2 + \{\operatorname{Im}(Z_c)\}^2}. \quad (2)$$

Поскольку аналитическое разделение (1) на действительную и мнимую части затруднительно, расчеты коэффициента поглощения проводились на ЭВМ.

Для достижения намеченной цели - создания широкополосного поглотителя - необходимо, как указывалось выше, в качестве поверхностей Z_0 и Z_1 взять резонансные поглощающие поверхности. Система будет представлять собой отстоящую на некотором расстоянии L от жесткой стенки перфорированную панель с чередующимися полосами разной перфорации. При этом необходимо подобрать параметры перфорации (диаметр отверстий, расстояния между соседними отверстиями) так, чтобы резонансные частоты отличались на одну - пол октавы.

Расчет импеданса, например Z_0 , в этом случае проводится по следующим формулам:

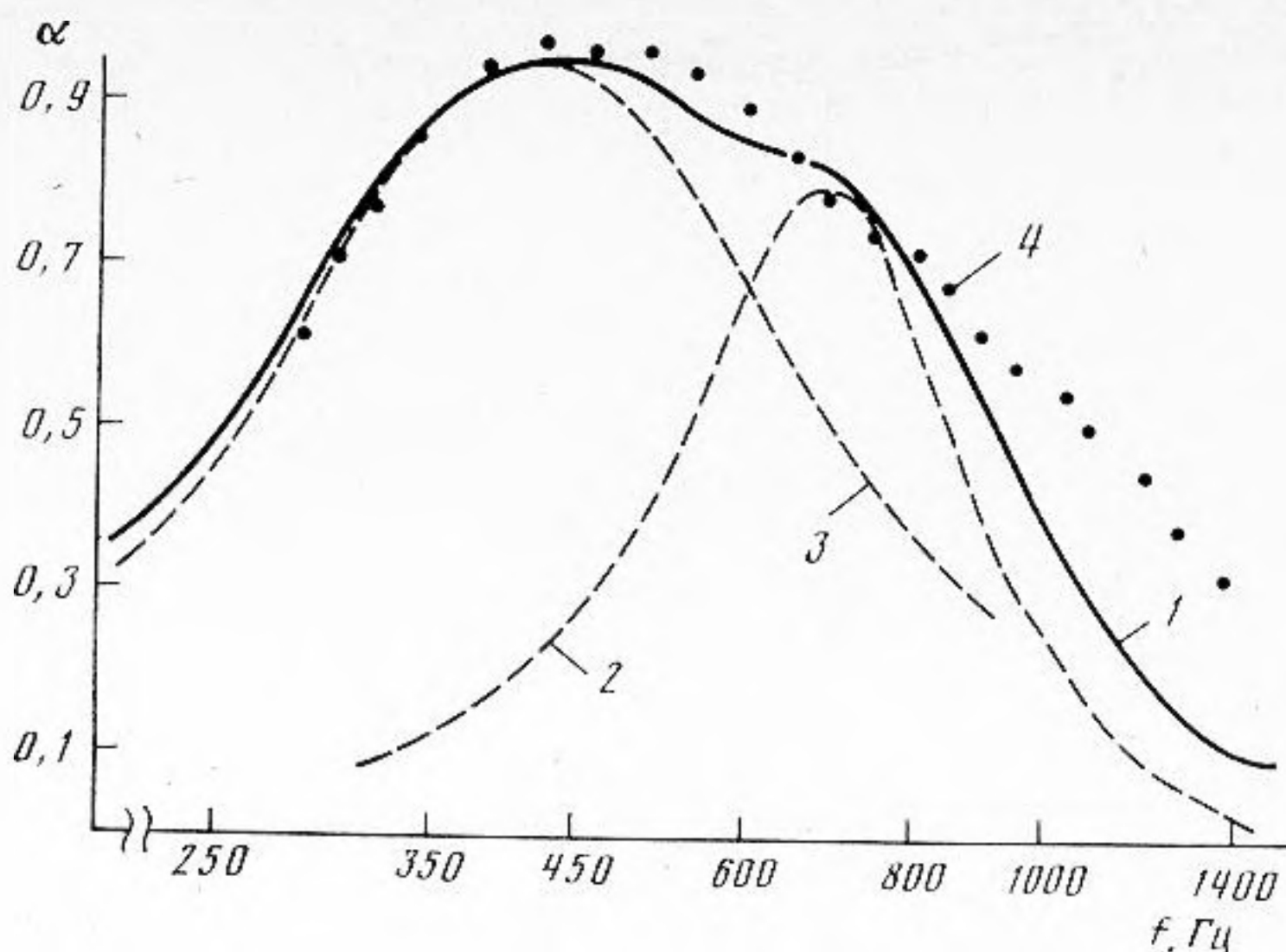
$$R_0 = \frac{\sqrt{2\rho\mu\omega}}{\eta_0 r_0^2 c} (t + 2\delta_0) + \frac{c(1 + a_0/L)}{La_0\omega^{3/2}} \left(\sqrt{\frac{2\mu}{\rho}} + (\kappa - 1) \sqrt{\frac{2\chi}{\kappa}} \right), \quad (3)$$

$$Y_0 = \frac{\omega}{c\eta_0} (t + 2\delta_0) - \operatorname{ctg} \frac{\omega L}{c} + \frac{c(1 + a_0/L)}{La_0\omega^{3/2}} \left(\sqrt{\frac{2\mu}{\rho}} + (\kappa - 1) \sqrt{\frac{2\chi}{\kappa}} \right), \quad (4)$$

где R_0 и Y_0 - соответственно активная и реактивная компоненты удельного безразмерного входного импеданса ($Z_0 = R_0 + iY_0$), ρ - плотность, μ - вязкость, χ - теплопроводность воздуха, $\kappa = c_p/c_v \approx 1,4$ - отношение теплоемкостей, r_0 - радиус отверстия перфорации, a_0 - шаг перфорации, t - толщина перфорированной панели, $2\delta_0$ - концевая поправка отверстия r_0 : $2\delta_0 = 1,7r_0(1 - 1,25\sqrt{\eta_0})^2$, $\eta_0 = (2r_0/a_0)^2$. Для вычисления импеданса Z_1 необходимо все нулевые индексы в формулах (3), (4) заменить на единичные.

¹ Формула справедлива при $d/b < 1$, $d/\lambda \ll 1$, $b/\lambda \ll 1$.

² Формула справедлива при $\sqrt{\eta_0} \leq 0,4$.



Фиг. 2. Теоретическая и экспериментальная зависимости коэффициента поглощения комбинированного поглотителя со следующими параметрами, см: $r_0=0,15$, $a_0=0,8$, $r_1=0,08$, $a_1=1$, $t=0,16$, $L=8$, $d=3$, $b=8$: 1 – коэффициент поглощения широкополосного РЗП, 2 – коэффициент поглощения поверхности при $Z_0=Z_0$, $Z_1=-i\infty$, 3 – коэффициент поглощения поверхности при $Z_1=Z_1$, $Z_0=-i\infty$, 4 – экспериментальный коэффициент поглощения широкополосного РЗП

Подставив выражения для Z_0 и Z_1 в (1), из (2) можно получить частотную зависимость коэффициента поглощения широкополосного РЗП с учетом дифракции. На фиг. 2 приведена такая зависимость для поглотителя с указанными на фиг. 2 параметрами. Там же для сравнения нанесены зависимости коэффициента поглощения для случаев, когда на жесткой стенке ($Z=-i\infty$) размещены полосы с импедансом Z_0 или Z_1 . Хорошо виден выигрыш в ширине кривой поглощения для комбинированного поглотителя.

Экспериментальная проверка предложенного способа проводилась интерферометрическим методом. В качестве исследуемого образца был взят один период описанной выше поглощающей облицовки с параметрами, для которых проводился расчет. Измеренные значения коэффициента поглощения представлены кривой 4 на фиг. 2. Удовлетворительное совпадение их с теоретической кривой подтверждает верность проведенных расчетов. Таким образом, предложенный способ позволяет создать даже на базе простейших однослойных РЗП поглотители с достаточно широкой (полторы – две октавы (см. фиг. 2)) полосой резонансной характеристики поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Велижанина К. А., Гамулин А. В. Дифракция звука на периодической неоднородной поверхности // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 1. С. 41–45.
2. Болдарева О. А., Велижанина К. А. К вопросу о краевом эффекте // Акуст. журн. 1969. Т. 15. № 2. С. 189–194.
3. Вовк И. В. Дифракция звука на решетке из лент конечной прозрачности // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 378–381.
4. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд-во ХГУ, 1973.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступило в редакцию
31.III.1988

УДК 534.241

«КВАДРАТИЧНОЕ» ЭХО В ГАЗОНАСЫЩЕННОЙ СРЕДЕ

Виноградова О. С., Лопатников С. Л.

Наличие в жидкости даже небольшого количества газовых пузырьков существенно изменяет характер распространения звуковых волн. В частности, в такой среде может возникнуть явление, которое обычно принято называть нелинейным эхом [1, 2], т. е. на два последовательных возмущения с интервалом T , среда отвечает