принять, что $d \sim T$, а $L \sim \exp\left(\frac{-W}{kT}\right)$ (здесь W — энергия взаимодействия точечного дефекта с дислокацией), то $f_m \sim 1/T \exp(2W/kT)$. Таким образом, при резонансном механизме с повышением рабочей частоты следует ожидать смещения максимума поглощения в сторону более низких температур, как это, в частности, наблюдалось для меди в работе [5]. Малый вклад резонансного поглощения для состаренных кристаллов NaCl объясняется сильным укорочением дислокационных петель в процессе последеформационного старения [3].

Наблюдаемое смещение максимума может быть объяснено релаксационным механизмом. Средняя энергия активации, оцененная из полуширин пиков кривых *1* и *2* фиг. 3, составляют $Q = 4{,}5$ *ккал/моль*, если принять $f_0 = 5{,}5 \cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$. Значение Q, найденное по температурному смещению максимума, $\sim 5{,}8$ *ккал/моль*. Полученные Q соответствуют разумным величинам активационной энергии процесса формирования дислокационных перегибов и напряжений Пайерлса $\sim 10^{-4} \cdot G$ $\left(\text{где } G = \frac{C_{11} - C_{12}}{2}\right)$.

Результаты настоящей работы указывают на то, что механизм ультразвукового поглощения при дислокационной релаксации, по-видимому, не связан с реакцией расщепления.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Seeger, H. Donth, P. Pfaff. The mechanism of low-temperature mechanical relaxation in deformed crystals. Disc. Faraday Soc., 1957, 23, 19—30.
2. L. J. Bruner. Low-temperature internal friction in face-centered cubic and body- centered cubic metals. Phys. Rev., 1960, 118, 399—410.
3. Л. Г. Меркулов, Л. А. Яковлев. Ультразвуковые исследования деформированных кристаллов NaCl. Акуст. ж., 1960, 6, 244—251.
4. A. Granato, K. Lücke. Theory of mechanical damping due to dislocations. J. Appl. Phys., 1956, 27, 583—593.
5. G. A. Alers, D. O. Thompson. Dislocation contributions to the modulus and damping in copper at megacycle frequencies. J. Appl. Phys., 1960, 32, 283—293.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в редакцию 12 февраля 1963 г.

УДК 534.833

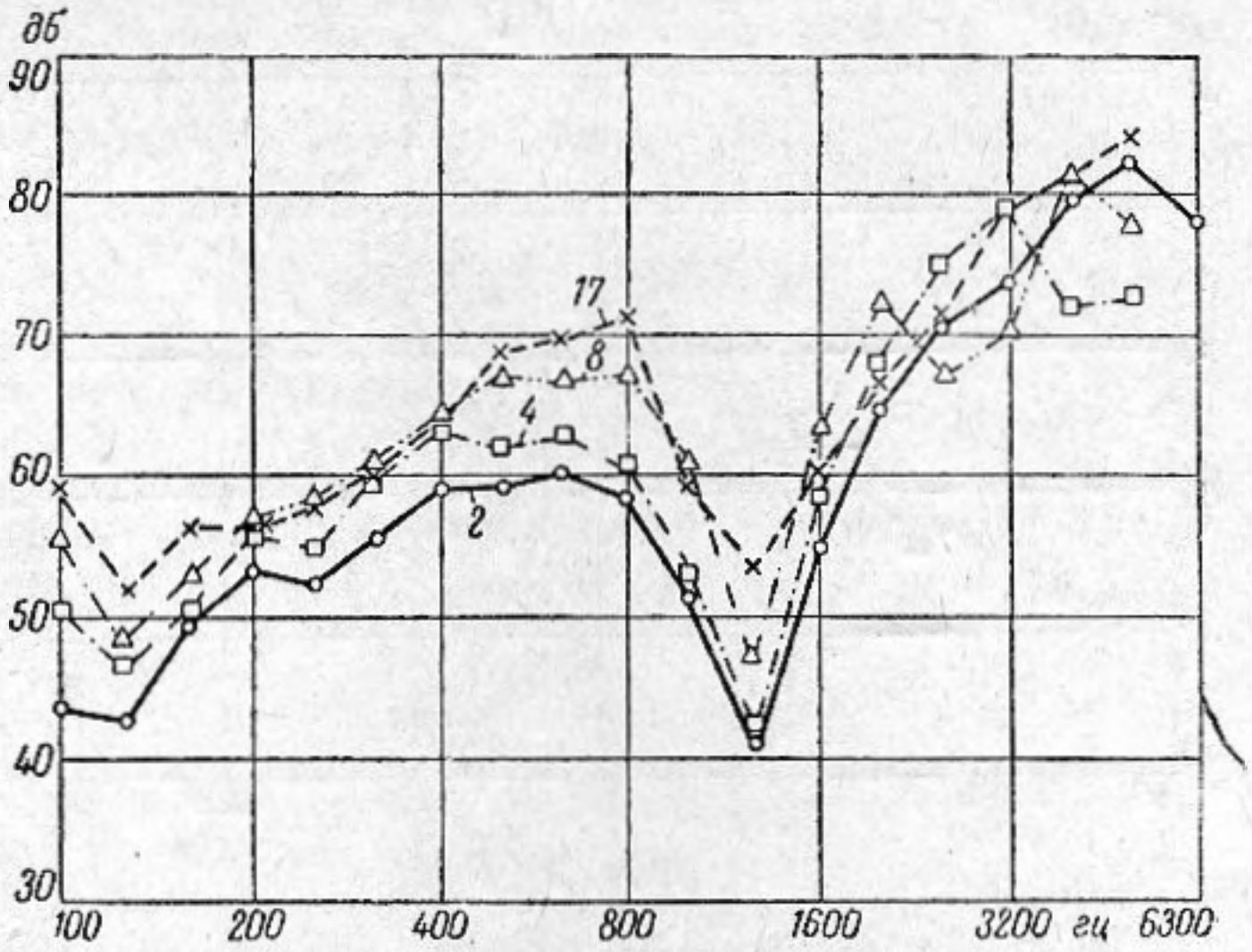
ИССЛЕДОВАНИЕ ЗВУКОИЗОЛЯЦИИ ДВОЙНЫХ ОГРАЖДЕНИЙ БЕЗ СВЯЗИ ПО КОНТУРУ

В. И. Заборов, Л. Н. Клячко

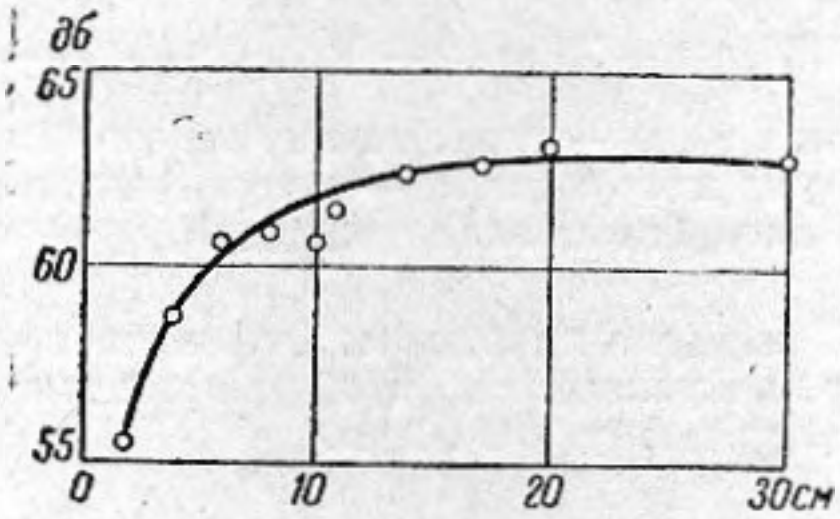
В литературе приводятся противоречивые данные о влиянии воздушного промежутка на величину звукоизоляции двойного ограждения. Например, согласно работам [1—3] и другим, среднее значение звукоизоляции снижается при увеличении воздушного промежутка свыше 10—12 *см*, и это явление объясняется резонансными колебаниями воздуха между плитами. По данным работы [4] с увеличением толщины промежутка происходит непрерывный, близкий к равномерному, рост дополнительной звукоизоляции.

При измерениях можно выяснить роль и влияние различных физико-геометрических параметров двойного ограждения на величину звукоизоляции наиболее точно, если плиты ограждения не имеют связи по контуру. Такого рода измерения были проведены в акустических камерах Уральского филиала Академии строительства и архитектуры СССР на ограждении, составленном из двух металлических плит толщиной 1 *см*. Плиты площадью 8 $м^2$ укладывались в горизонтальный проем на два не связанные между собой железобетонные перекрытия камер.

На фиг. 1 приведены частотные характеристики звукоизоляции двойного ограждения при различной толщине воздушного промежутка, указанной у каждой кривой на фиг. 1 в сантиметрах. Граничная частота плиты $f_{гр} = 1000$ *гц*. На низких частотах величина дополнительной звукоизоляции двойного ограждения по сравнению с однослойным растет со скоростью, близкой к 12 *дб*/октаву, что совпадает с теоретическим значением [5]. Начиная примерно с частоты, равной $^1/_3 f_{гр}$, когда



Фиг. 1



Фиг. 2

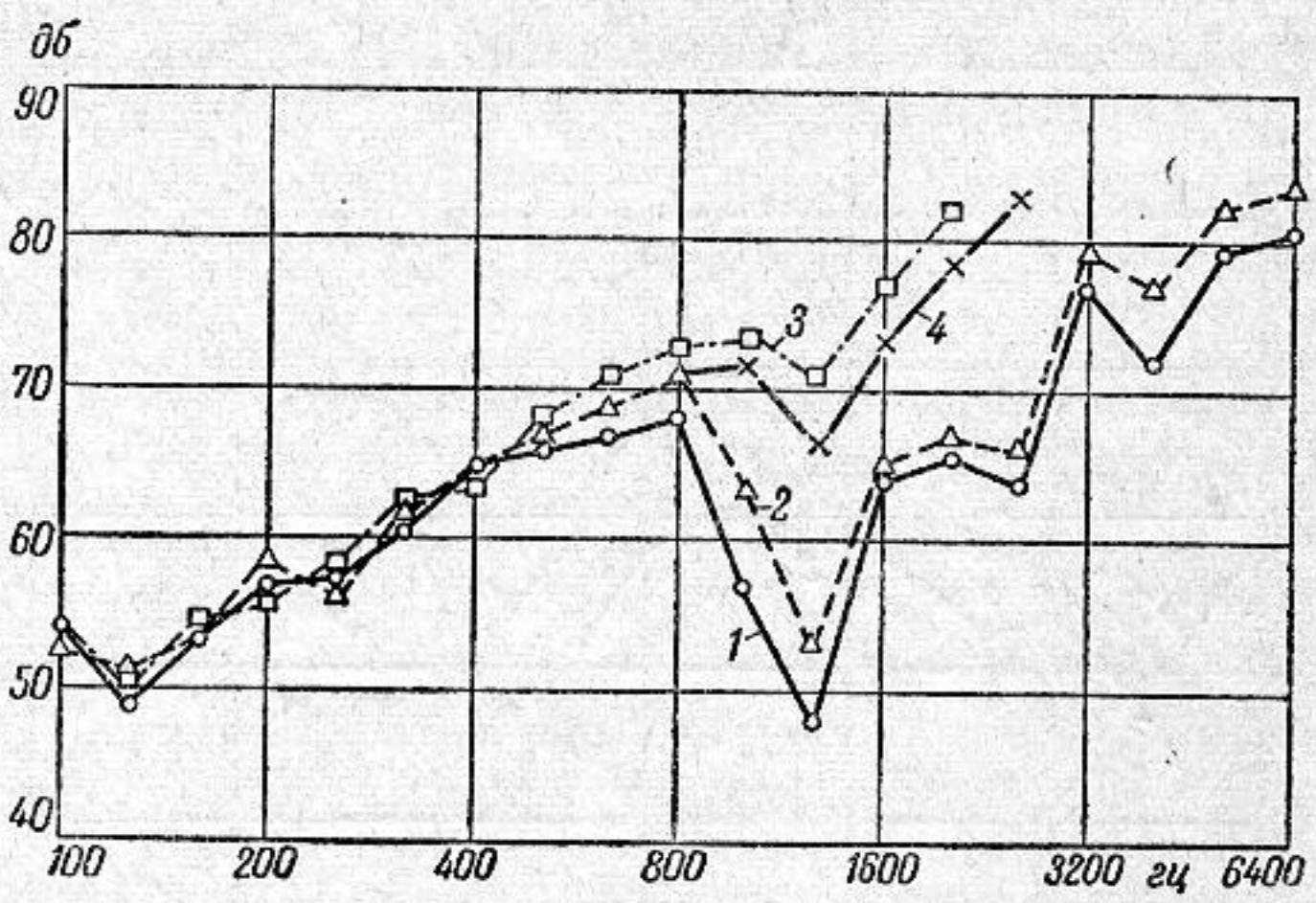
длина изгибной волны в плите становится сравнимой с длиной воздушной волны, значение дополнительной звукоизоляции в интервале около 2 октав остается в среднем постоянным. Наибольшее снижение величины звукоизоляции наблюдается в области граничной частоты. Кроме того, частотная характеристика звукоизоляции становится неравномерной при длине воздушной волны меньшей шестикратной толщины воздушного промежутка между плитами, причем провалы в частотной характеристике соответствуют частотам, при которых по толщине воздушного промежутка укладывается целое число полуволн.

Изменение средней в интервале 100—3200 *гц* величины звукоизоляции исследованного двойного ограждения с ростом толщины воздушного промежутка показано на фиг. 2. Даже значительное увеличение воздушного промежутка свыше 14—16 *см* практически не приводит к сколько-нибудь заметному изменению звукоизоляции.

Далее, на двойном ограждении из тех же плит, установленных на расстоянии 10 *см* друг от друга, исследовалось влияние упругого промежуточного слоя на величину звукоизоляции. В качестве упругого слоя применялись плиты из шлаковаты плотностью 160 *кг/м*^{3}. Измеренный динамический модуль упругости скелета шлаковаты составлял около 1 *кГ/см*^{2}. Кривая *1* на фиг. 3 представляет собой частотную характеристику звукоизоляции двойного ограждения с воздушным промежутком, *2* — при укладке полос шлаковаты шириной 20 *см* по контуру, *3* — в случае сплошного заполнения воздушного промежутка шлаковатой толщиной 9,5 *см*, *4* — при укладке в воздушном промежутке слоя шлаковаты толщиной 5,5 *см*.

Ниже граничной частоты шлаковата не играет роли в процессе прохождения звука через двойное ограждение, что согласуется с теоретическими результатами [6]. Значительное повышение звукоизоляции на высоких частотах при наличии слоя шлаковаты объясняется сильным затуханием звуковой волны, распространяющейся главным образом по воздуху в порах шлаковаты. В работе [6] показано, что в ограждениях исследуемого типа этот вид волны имеет для звукоизоляции основное значение, и упругий слой можно характеризовать одной постоянной распространения звука

$$\gamma_2 = i\frac{\omega}{c}\left(1 - i\frac{\eta}{2}\right).$$



Фиг. 3

Дополнительное повышение звукоизоляции ΔR вследствие поглощения слоем энергии волны возможно при частотах $f > c/4{,}7d\eta$. На высоких частотах, а именно $2f_{гр} > f < c/3d\eta$, выражение ΔR будет иметь вид [5]

$$\Delta R = 26{,}5fd\eta/c + 30 \lg (1 - \sqrt{E}\rho/2\pi fm\eta_n) - 3 \text{ дб},$$

где c — скорость волны типа γ_2, η — коэффициент потерь (вычисляются по формулам работы [6]), d — толщина упругого слоя, E — модуль упругости, ρ — плотность воздуха, m — масса единицы площади плиты ограждения, η_n — коэффициент потерь плиты.

Расчет по приведенной формуле показывает, что в данном случае при сплошном заполнении воздушного промежутка шлаковатой для частоты 2000 гц $\eta = 1{,}2$ и $\Delta R \approx$ $\approx$20 дб, что близко к измеренному значению.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Cammerer, W. Dürhammer. Über den Durchgang von Luftschall durch Massivwände mit Lufträumen. Gesundheits — Ingenieur, 1934, 57, 556—562.
2. В. К. Иофе, А. А. Янпольский. Расчетные графики и таблицы по электроакустике. М., Госэнергоиздат, 1954.
3. И. И. Славин. Производственный шум и борьба с ним. М., Профиздат, 1955.
4. P. V. Brüel. Lydisolation og Rumakustik. Göteborg. Gumperts Verlag, 1946.
5. В. И. Заборов. Теория звукоизоляции ограждающих конструкций. М., Госстройиздат, 1962.
6. В. И. Заборов. О звукоизоляции двойного ограждения с пористым упругим промежуточным слоем. Акуст. ж., 1963, 9, 2, 182—186.

Уральский филиал Академии
строительства и архитектуры СССР
Челябинск

Поступило в редакцию
27 апреля 1963 г.

УДК 534.24

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ ДВИЖУЩЕГОСЯ УПРУГОГО СТЕРЖНЯ

Л. М. Лямшев

Выберем цилиндрическую систему координат r, φ, x так, чтобы стержень кругового сечения радиуса a оставался неподвижным (см. фигуру). Пусть поле падающей p_i и рассеянной p_r волны описывается выражениями:

$$p_i = \exp\ [ik_r \cos\varphi\, r + ik_x x] = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m i^m J_m (k_r r) \cos m\varphi \exp (ik_x x). \qquad (1)$$

$$p_r = \sum_{m=0}^{\infty} A_m H_m^{(1)} (k_r r) \cos m\varphi \exp (ik_x x). \qquad (2)$$