

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.231

К ВОПРОСУ О ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА ВО ВЛАЖНОМ ВОЗДУХЕ

В. И. Арабаджи

Известно огромное число наблюдений дальности слышимости звуковых сигналов во влажном воздухе [1]. Все они характеризуют наибольшую дальность слышимости при максимальной относительной влажности и наименьшую — при минимальной. Вопрос о распространении звука во влажном воздухе теоретически был рассмотрен Кнезером [2]. Согласно Кнезеру, в сухом, чистом и неподвижном воздухе поглощение звука осуществляется вследствие перехода части звуковой энергии в колебательную энергию атомов в молекулах кислорода, во влажном же воздухе потери звуковой энергии происходят благодаря взаимодействию молекул кислорода и водяного пара (в конечном итоге и здесь имеет место переход части звуковой энергии в колебательную энергию атомов в молекулах). Однако теория Кнезера не объясняет максимума поглощения звука при самой низкой относительной влажности и минимума поглощения при насыщенном состоянии водяного пара. Попытаемся дать объяснение этому явлению.

Допустим, что число частиц водяного пара в зависимости от относительной влажности определяется формулой

$$(1) \quad n = A(ah + bh^2),$$

где A , a и b — эмпирические константы и h — относительная влажность (подобная зависимость является типичной для парообразного состояния). Есть основания полагать, что с повышением относительной влажности и усложнением структуры частиц водяного пара (молекулярных комплексов и ассоциаций) будет происходить монотонное уменьшение пороговой энергии колебательного движения структурных элементов частиц водяного пара — энергии активации w .

Коэффициент поглощения звука α должен, на наш взгляд, определяться противоборствующим влиянием роста числа частиц водяного пара n и уменьшением энергии их активации w с увеличением относительной влажности, а именно

$$(2) \quad \alpha = \text{const} (ah + bh^2) l^{-w/kTch},$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, $l^{-w/kTch}$ — функция, определяющая уменьшение поглощения звука за счет понижения энергии активации колебательных степеней свободы и c — коэффициент, учитывающий уменьшение указанной энергии активации структурных элементов частиц водяного пара с увеличением относительной влажности.

Разложим экспоненциальную функцию в формуле (2) в ряд и ограничимся при этом первыми двумя членами. Тогда получим

$$(3) \quad \alpha = \text{const} (ah + bh^2) (1 - w/kTch).$$

Функция (3) проходит через максимум при $cw/kT > b/a$ и будет иметь минимум при противоположном знаке неравенства. Перемена знака неравенства при повышении относительной влажности должна иметь место потому, что при этом с ростом b/a одновременно должно уменьшаться cw/kT .

Таким образом, наблюдающуюся в природе зависимость поглощения звука от относительной влажности можно в принципе объяснить, если принять во внимание изменение с увеличением относительной влажности числа и структуры частиц водяного пара.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sig H. Elektr. Nachr. Technik. 1940, 17, 9, 193—208.
2. Kneser H. Acoust. Soc. Am. 1933, 5, 122; Ann. Phys. 1935, 21, 682.

Тулский политехнический институт

Поступила
5 января 1980 г.

К ОЦЕНКЕ ВЗАИМНОГО ИМПЕДАНСА ПЛОСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В НЕЖЕСТКОМ ЭКРАНЕ

Ф. Г. Бланк

Поле, создаваемое плоским излучателем, расположенным в бесконечном нежестком экране, исследовалось в работах [1-3]. Здесь мы рассмотрим влияние импеданса экрана на взаимодействие плоских излучателей, синфазно колеблющихся в нежестком экране (фиг. 1). Акустическое давление, создаваемое излучателями в окружающей среде, подчиняется уравнению Гельмгольца. Граничные условия при этом будем использовать в виде (временный множитель $\exp(-i\omega t)$ всюду опущен)

$$(1) \quad \partial P / \partial z = ik\rho_0 c_0 U(\mathbf{r}) \quad (z=0)$$

вблизи поверхности излучателей S и

$$(2) \quad \partial P / \partial z = ik\sigma P \quad (z=0)$$

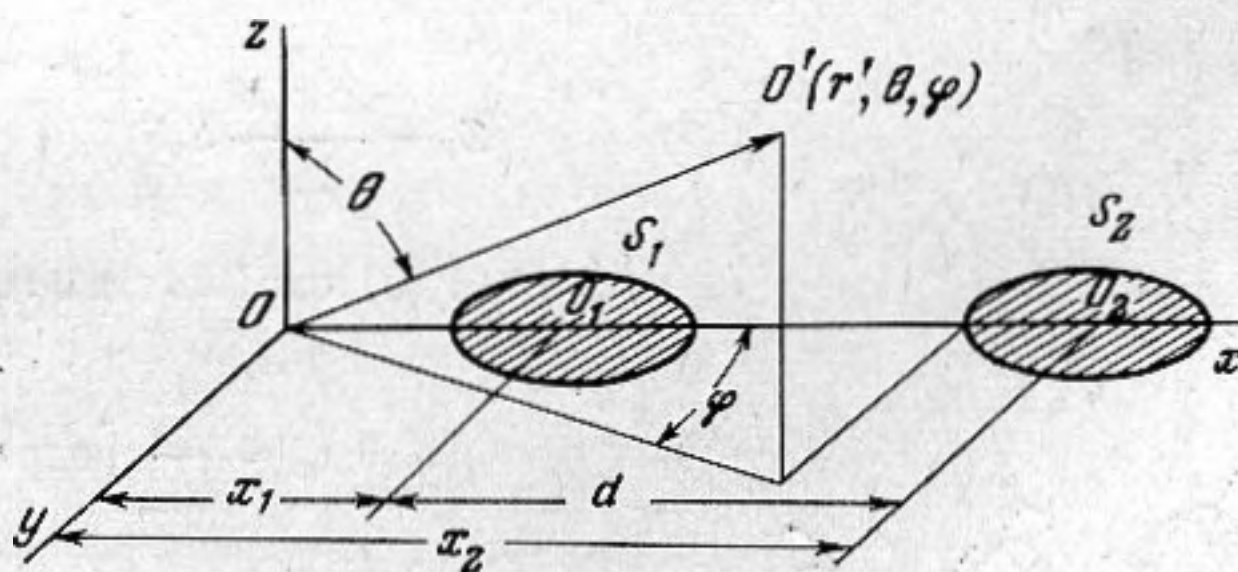
на остальной поверхности экрана.

В выражениях (1), (2) σ — в общем случае комплексный удельный акустический адмитанс экрана, т. е. комплексная проводимость экрана, отнесенная к волновому сопротивлению $\rho_0 c_0$ окружающей среды (ρ_0 — плотность среды, c_0 — скорость звука в ней), $U(\mathbf{r})$ — скорость среды вблизи поверхности излучателя.

Функция Грина задачи определяется из уравнения

$$(3) \quad (\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -4\pi\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'),$$

где k — волновое число, $\delta(z - \sigma)$ — функция Дирака. Функция Грина задачи представляет собой поле точечного источника сферических волн, расположенного в точке \mathbf{r}' ,



Фиг. 1. Система координат для расчета взаимного импеданса плоских излучателей

излучающей поверхности. Граничные условия для функции Грина имеют вид

$$(4) \quad \partial G / \partial z = ik\sigma G \quad (z=0)$$

для всей поверхности экрана.

Применяя формулу Грина для давления в окружающей среде, получаем интегральное уравнение Фредгольма

$$(5) \quad P(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_s [ik\rho_0 c_0 U(\mathbf{r}') + ik\sigma P(\mathbf{r}')] G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'.$$

Пусть вся поверхность экрана, включая излучатель, обладает одной и той же проводимостью σ [1]. При этом сумма нормальной скорости среды вблизи поверхности излучателя и скорости, равной давлению на его поверхности, помноженному на $\sigma/\rho_0 c_0$ (см. выражение в квадратных скобках (5)), равна скорости поверхности излучателя U_0 , которую будем считать заданной. Рассмотрим, как при этом выражается взаимный импеданс излучения пары поршневых излучателей (фиг. 1), расположенных в нежестком экране на расстоянии d друг от друга и работающих синфазно.

Воспользуемся для функции Грина представлением в виде набора плоских волн [4]