АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XV 1969 Вып. 3

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 534.232

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ ДЛЯ ПОРШНЕВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ПОВЕРХНОСТИ ЖЕСТКОГО КРУГОВОГО ЦИЛИНДРА

В. К. Алексеев

В работах [1—3] исследовался вопрос о характеристиках направленности одиночных и групповых излучателей на поверхности акустически жесткого цилиндра. Для практических задач не меньший интерес представляет коэффициент концентрации Ω, который в случае одиночного поршня на цилиндре может быть рассчитан по формуле

$$\Omega = \frac{4\pi}{\int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos\theta\, d\theta \int\limits_{-\pi}^{\pi} R^2(\theta,\ \varphi)\, d\varphi}, \tag{1}$$

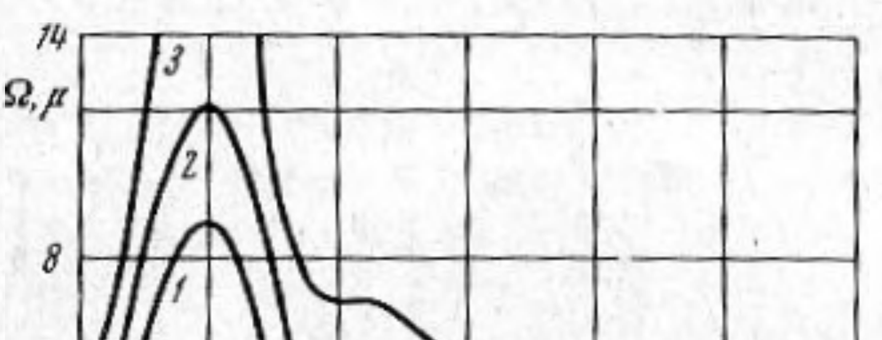
где

$$-\frac{\pi}{2} \leqslant \theta \leqslant \frac{\pi}{2}, \quad -\pi \leqslant \varphi \leqslant \pi, \quad R^2 = \left| \frac{\Phi(\theta,\ \varphi)}{\Phi(0,\ 0)} \right|^2 -$$

— квадрат модуля амплитудной характеристики направленности поршня. С точностью до постоянного множителя мы имеем для амплитуды потенциала $\Phi(\theta,\ \varphi)$ выражение [1, 3]

$$\Phi = \frac{\sin(kh\sin\theta)}{kh\sin\theta} \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(\mu n)\, e^{-i\pi n/2} \cos(n\varphi)}{\varepsilon_n nka \cos\theta\, H_n^{(1)\prime}(ka\cos\theta)}, \tag{2}$$



Фиг. 1

где $2h$ — линейный размер поршня вдоль образующей цилиндра, 2μ — угловой размер поршня, $H_n^{(1)\prime}$ — производная от первой функции Ханкеля порядка n, $\varepsilon_0 = 2$ и $\varepsilon_n = 1$ при всех $n = 1, 2, 3\ldots$, a — радиус цилиндра, k — волновое число.

Преобразуем выражение (1) к виду, более удобному для численных расчетов. Для этого представим квадрат модуля амплитуды потенциала в виде $|\Phi|^2 = \Phi\overline{\Phi}$ ($\overline{\Phi}$ — функция комплексно сопряженная с Φ) и вычислим внутренний интеграл по φ аналогично тому, как это сделано в работе [4] при расчете излучения пульсирующей полосы на цилиндре. После этих преобразований получим расчетную формулу осевого коэффициента концентрации в направлении оси, проходящей через центр поршня:

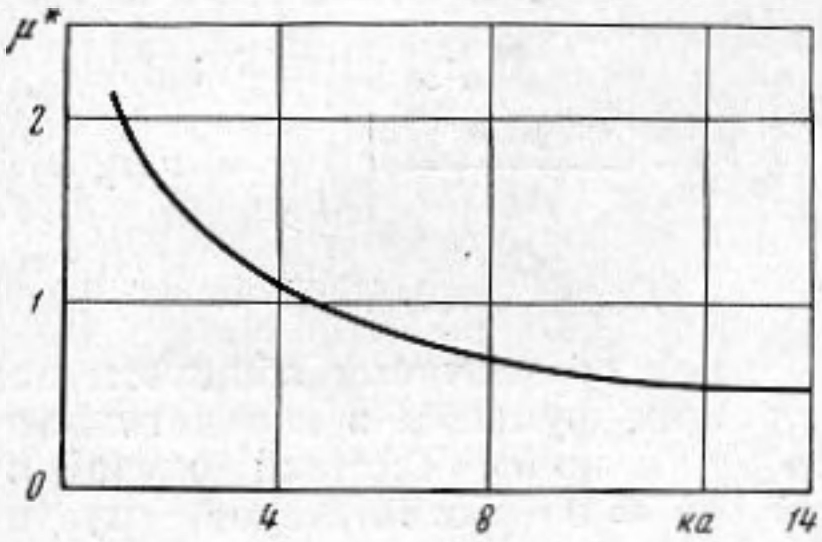
$$\Omega = \frac{2\,|\,\Phi(0,\ 0)^2}{\int\limits_0^{\frac{\pi}{2}} \left| \frac{\sin(kh\sin\theta)}{kh\sin\theta} \right|^2 f(\theta)\cos\theta\, d\theta}, \tag{3}$$

где

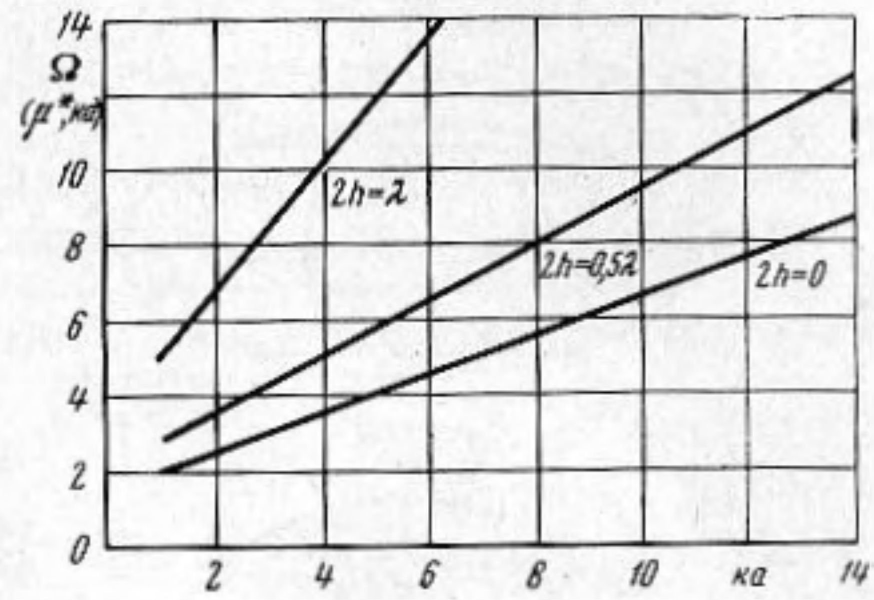
$$f(\theta)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{\varepsilon_n}\left|\frac{\sin(\mu n)}{nka\cos\theta H_n^{(1)\prime}(ka\cos\theta)}\right|^2.$$

Расчет по формулам (2), (3) был проведен с помощью электронного вычислительного устройства в широком диапазоне значений различных параметров. Перейдем к обсуждению результатов расчетов, представленных графиками фиг. 1—3.

Зависимость коэффициента Ω от углового размера источника при $ka = 14$ и $kh = 0$ (*1*), $0{,}5\lambda$ (*2*) и λ (*3*) можно проследить по графикам фиг. 1. Расчеты проводились по формуле (3) для $0 \leqslant \mu \leqslant \pi$ с шагом в $\pi/18$. Рассмотрение кривых показывает, что коэффициент Ω существенно зависит от угловых размеров источника,



Фиг. 2



Фиг. 3

достигая максимума при его некоторых фиксированных значениях. Назовем их критическими и обозначим через μ^* (в данном случае $\mu^* \simeq \pi/6$). Для других ka, от 1 до 14 включительно, μ^* даны на фиг. 2, а соответствующие значения коэффициента Ω при $\mu = \mu^*$, $kh = 0$; $0{,}5\lambda$; λ представлены на фиг. 3. При заданных угловых размерах поршня и диаметра цилиндра график фиг. 2 позволяет определять оптимальную рабочую частоту системы.

Пользуясь случаем, автор выражает признательность Л. Г. Меркулову за полезное обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. T. Laird, H. Cohen. Duzectionality patterns for acoustis radiation from a source an rigid cylinder. J. Acoust. Soc. America, 1952, 24, 46—49.
2. Б. К. Алексеев, Л. Ф. Лепендин. Акустическое поле системы пульсирующих колец на цилиндре. Акуст. ж., 1968, 14, 1, 37.
3. В. К. Алексеев, Л. Г. Меркулов. Характеристики направленности для системы прямоугольных поршневых излучателей на круговом цилиндре. Сб. Таганрогского радиотехнического института «Приклад. акуст.», ч. 2, 1969.
4. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. Изд-во МГУ, 1960.

Таганрогский радиотехнический институт

Поступило в редакцию 16 сентября 1968 г.

УДК 534.232

АКУСТИЧЕСКОЕ ПОЛЕ СФЕРОИДАЛЬНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ПРИ СМЕШАННЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

В. А. Андебура

Определим акустическое поле гармонически колеблющегося сфероида, на части поверхности которого задан потенциал скорости, а на остальной поверхности — колебательная скорость. Для построения приближенного решения воспользуемся интегральным методом наименьших квадратов [1, 2]. Известно [3], что в сфероидальных координатах (η, ξ, φ) решение уравнения Гельмгольца, удовлетворяющее условиям излучения для временной зависимости $e^{-i\omega t}$, имеет вид

$$\Phi(h,\eta,\xi,\varphi)=\sum_{m=-n}^{n}\sum_{n=0}^{\infty}A_{mn}R_{mn}^{(3)}(h|-ih,\xi|\xi|i\xi)S_{mn}(h|-ih,\eta)e^{im\varphi},$$