

дует из [3], коэффициент усиления в широких пределах не зависит от давления газа. Наличие резонатора может существенно изменить характер усиления. В частности, может определенным образом смодулировать по частоте широкополосный сигнал.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schubertova S. Influence of acoustic waves on positive column of low-pressure discharge // Czech. J. Phys. 1965. V. B15. P. 701–705.
2. Мкртчян А. Р., Галечян Г. А., Диванян Э. Г. О влиянии акустических волн на параметры плазмы // Изв. АН АрмССР. Сер. Физика. 1987. Т. 22. Вып. 4. С. 231–233.
3. Цендин Л. Д. Влияние разогрева электронов на акустическую неустойчивость плазмы в электрическом поле // ЖТФ. 1965. Т. 35. № 11. С. 1972–1977.
4. Hasegawa M. Amplification of sound waves in partially ionized gases // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. № 1. P. 193–199.

Институт прикладных проблем физики  
Академии наук Армянской ССР

Поступило в редакцию  
20.03.89

УДК 534.26

© 1990 г.

В. Е. Глазанов, И. Л. Рубанов

#### ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЗВУКА ЧАСТЬЮ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ДВУГРАННЫЙ УГОЛ С ИМПЕДАНСНЫМИ СТЕНКАМИ

В работе [1] была решена задача о звуковом поле, создаваемом в двугранном угле с идеальными – абсолютно мягкими – стенками за счет колебаний замыкающей угол части цилиндрической поверхности, и показано, что частотная характеристика исследуемой модели характеризуется наличием резонансов и антирезонансов внутреннего объема, при этом импеданс излучения цилиндрической поверхности чисто реактивен, а максимальное звуковое давление развивается в центре излучающей поверхности. Как правило, реальные пассивные поверхности не являются идеальными, а обладают конечным акустическим импедансом. В связи с этим в настоящей статье рассматривается имеющий ряд приложений случай импедансных стенок двугранного угла, при этом наряду с граничными условиями Неймана на излучающей цилиндрической поверхности, замыкающей двугранный угол,

$$\left. \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=a} = v(\varphi); \quad -\alpha \leq \varphi \leq \alpha \quad (1)$$

вводятся импедансные граничные условия на стенках угла

$$p = \frac{Z}{i\omega\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \quad \varphi = \pm\alpha; \quad r \leq a, \quad (2)$$

где  $Z$  – акустический импеданс стенки, остальные обозначения те же, что и в работе [1].

При равномерном распределении колебательной скорости по излучающей поверхности,  $v(\varphi) = 1$ , звуковое поле в точке с координатами  $(r, \varphi)$  и безразмерный импеданс излучения колеблющейся цилиндрической поверхности описываются выражениями:

$$p(r, \varphi) = 2i\rho c \sum_{m=0}^{\infty} \left( \alpha + \frac{\sin 2\nu_m \alpha}{2\nu_m} \right)^{-1} \frac{\sin \nu_m \alpha J_{\nu_m}(kr)}{\nu_m J_{\nu_m}'(ka)} \cos \nu_m \varphi$$

$$z_s = 2i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\alpha}{\left( \alpha + \frac{\sin 2\nu_m \alpha}{2\nu_m} \right)} \frac{J_{\nu_m}(ka)}{J_{\nu_m}'(ka)} \left( \frac{\sin \nu_m \alpha}{\nu_m \alpha} \right)^2, \quad (3)$$

где  $J_\nu(x)$  – функция Бесселя, постоянные  $\nu_m$  определяются из уравнения

$$\operatorname{ctg} \nu_m \alpha = iZ\nu_m, \quad m=0; 1; 2; \dots \quad (4)$$

Отметим, что в случае абсолютно мягких,  $Z=0$ , или абсолютно жестких,  $Z \rightarrow \infty$ , стенок угла решением уравнения (4) является соответственно  $\nu_m = (\pi/\alpha)(m+1/2)$  и  $\nu_m = (\pi m)/\alpha$ , а выражения (3) переходят в известные решения задач об излучении

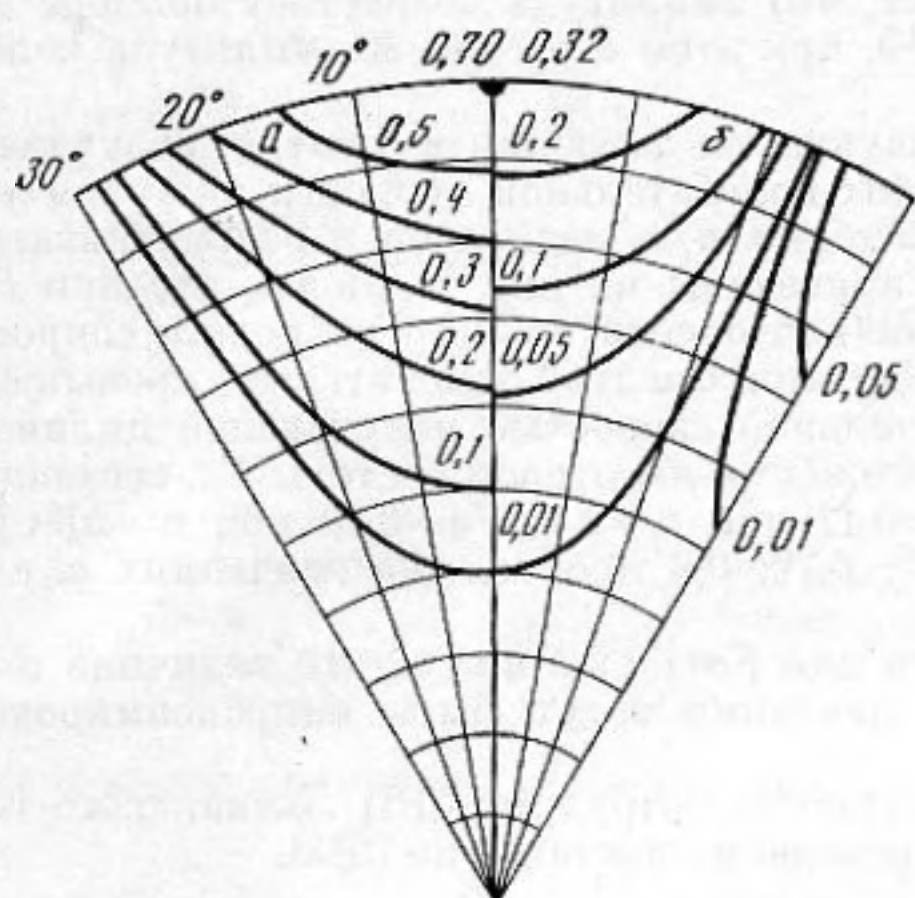


Рис. 1

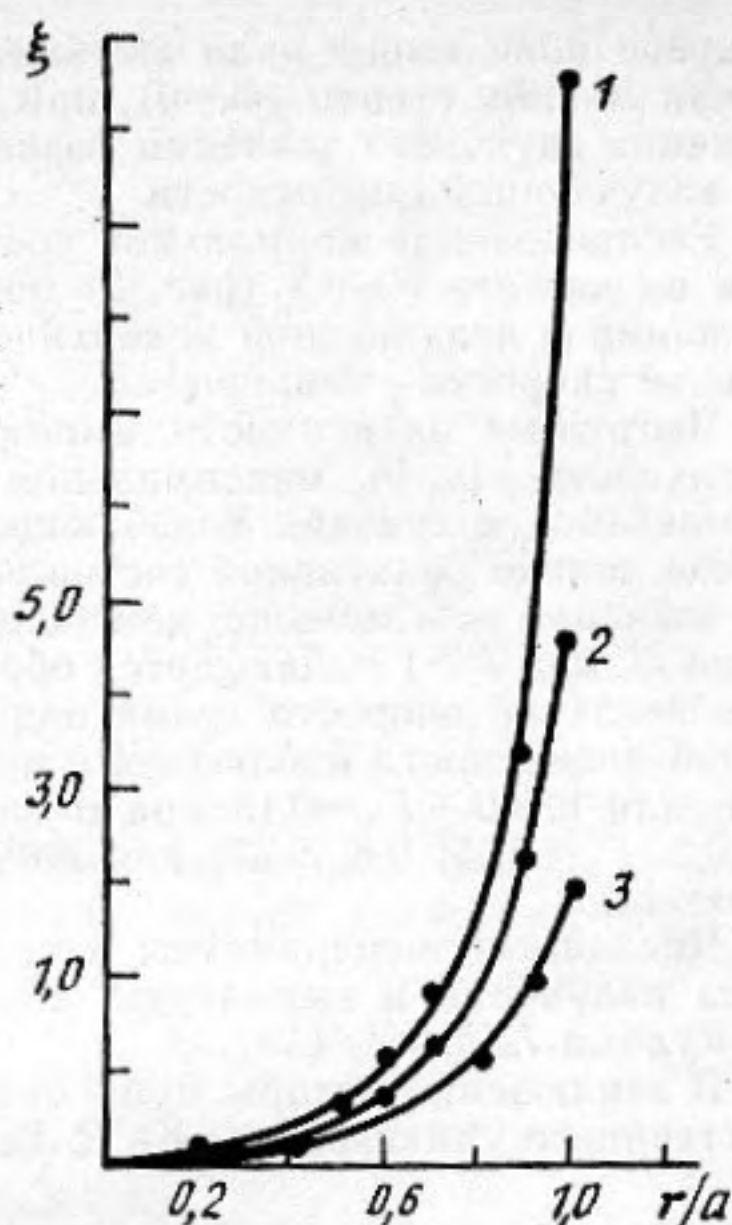


Рис. 2

Рис. 1. Рельеф звукового поля внутри двугранного угла. Цифры на кривых соответствуют отнесенной к  $\rho c$  амплитуде звукового давления.  $a - \tilde{m}=0$ ,  $b - \tilde{m}=0,5$

Рис. 2. Распределение амплитуды колебательной скорости по стенке.  $1 - \tilde{m}=0$ ,  $2 - \tilde{m}=0,2$ ,  $3 - \tilde{m}=0,5$

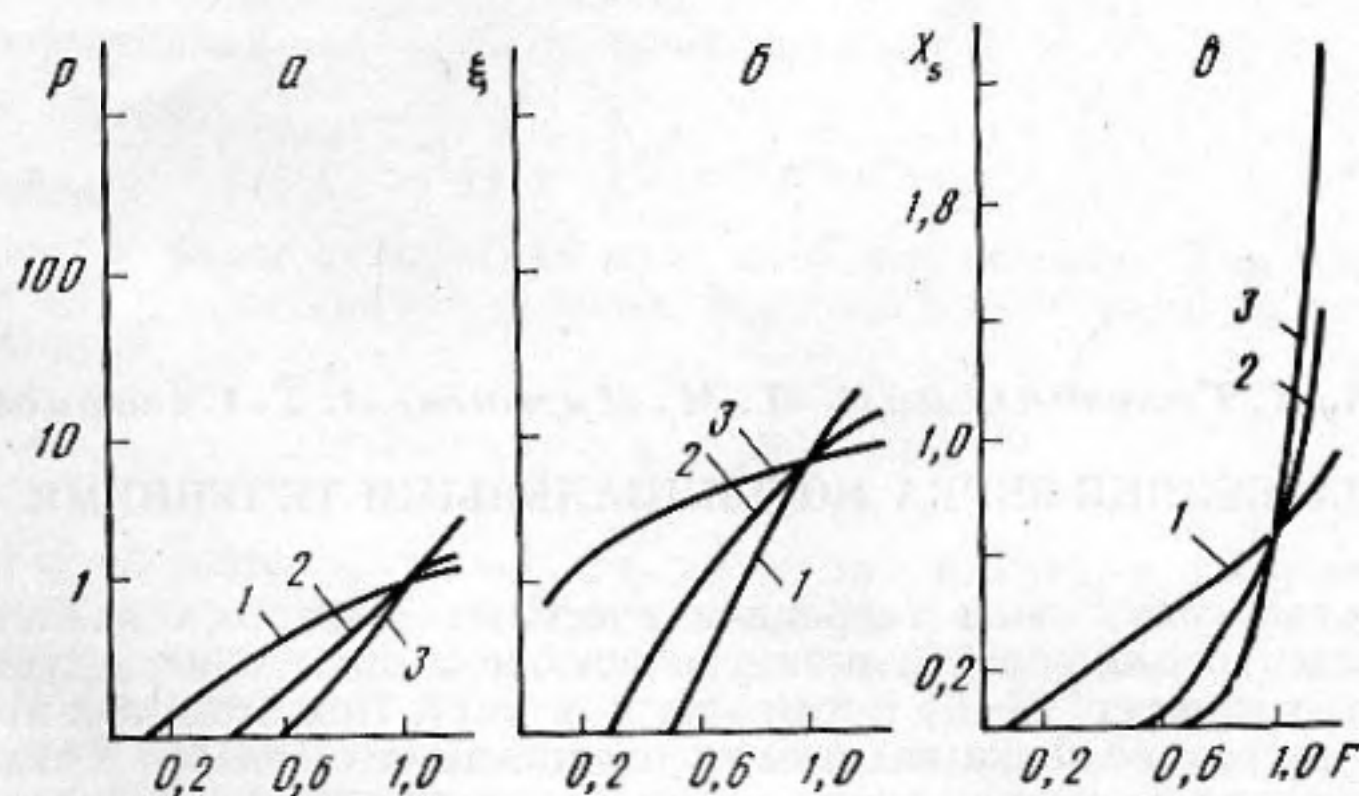


Рис. 3. Частотные зависимости параметров:  $a$  — амплитуда звукового давления в центре излучающей поверхности;  $b$  — максимальная колебательная скорость на грани угла;  $c$  — импеданс излучателя.  $1 - \tilde{m}=0$ ,  $2 - \tilde{m}=0,2$ ,  $3 - \tilde{m}=0,5$

цилиндрической поверхности в двугранный угол с абсолютно мягкими гранями [1] или об излучении бесконечной пульсирующей трубой во внутреннюю область [2].

Предположим, что грани угла представляют собой слой из материала с волновым сопротивлением  $(\rho c)_1$  толщиной  $l$ , установленный на абсолютно жестком основании. В этом случае входной импеданс стенки обладает только реактивной составляющей [2]

$$Z/\rho c = i\tilde{m} \operatorname{ctg} \beta l, \quad (5)$$

где  $\beta$  — волновое число в материале слоя;  $\tilde{m} = (\rho c)_1/\rho c$  — относительное волновое сопротивление.

Пусть на некоторой частоте  $\omega_1$ , соответствующей нулевой величине входного импеданса слоя (случай граней с абсолютно мягкой поверхностью), радиус цилиндрической поверхности будет равен  $ka$ . Введем понятие относительной частоты  $F = \omega/\omega_1$ , где  $\omega$  — текущая частота.

Ниже приведены результаты исследования звукового поля в двугранном угле и импеданса излучения цилиндрической поверхности для  $ka=2$ ,  $\alpha=\pi/6$ . Численные эксперименты, проведенные для  $ka \in [1; 10]$  и других величин  $\alpha$ , показали качественно аналогичные результаты.

Распределение амплитуды звукового давления в двугранном угле на частоте  $F=0,8$  (рис. 1) показывает, что в случае импедансных стенок, например при  $\tilde{m}=0,5$ ,

звуковое поле имеет явно выраженный интерференционный характер в отличие от случая мягких стенок ( $\tilde{m}=0$ ), при котором поле меняется монотонно. Максимальная величина звукового давления развивается в точке с координатами  $(a, 0)$ , т. е. в центре излучающей поверхности.

Распределение нормальной составляющей колебательной скорости вдоль грани угла на частоте  $F=0,8$  (рис. 2) показывает, что амплитуда возрастает по мере приближения к излучающей поверхности —  $r \rightarrow a$ , при этом с ростом  $\tilde{m}$  амплитуда колебательной скорости уменьшается.

Частотные зависимости амплитуды звукового давления в центре излучающей поверхности  $p(a, 0)$ , максимальной величины колебательной скорости на грани угла и импеданса излучения колеблющейся поверхности, обладающей в рассматриваемом случае только реактивной составляющей, приведены на рис. 3. Видно, что при  $F < 1$  эти значения тем меньше, чем больше величина относительного волнового сопротивления  $\tilde{m}$ , при  $F > 1$  наблюдается обратная картина. Следует отметить, что превышение колебательной скорости грани над колебательной скоростью излучающей цилиндрической поверхности наблюдается после достижения некоторой частоты  $F_n$ , составляющей: для  $\tilde{m}=0$  —  $F_n=0,16$  при  $\alpha=\pi/4$ ,  $F_n=0,17$  при  $\alpha=\pi/6$ ,  $F_n=0,19$  при  $\alpha=\pi/8$ ; для  $m=0,2$  —  $F_n=0,55$ ;  $0,6$ ;  $0,63$ ; для  $\tilde{m}=0,5$  —  $0,67$ ;  $0,77$ ;  $0,8$  при тех же значениях  $\alpha$  соответственно.

Численные эксперименты показали, что для  $F \neq 1$  уже при  $\tilde{m}=10$  величина импеданса излучения и амплитуды звукового давления могут быть аппроксимированы формулами  $J_0(ka)/J_0'(ka)$ .

В заключение авторы приносят благодарность сотруднице ВЦ Латвийского государственного университета Ю. Б. Гехт за проведение расчетов на ЭВМ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глазанов В. Е., Рубанов И. Л. Излучение звука частью цилиндрической поверхности в двугранный угол // Акуст. журн. 1989. Т. 35. № 3. С. 546—548.
2. Глазанов В. Е. Экранирование гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1986.

Поступило в редакцию  
13.03.89

УДК 534

© 1990 г.

*А. Е. Головчанская, Л. М. Лямшев, А. Т. Скворцов*

#### РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ПОТЕНЦИАЛЬНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

Рассеяние звуковых волн гидродинамическими течениями является одной из актуальных задач современной аэрогидроакустики и широко исследуется в последнее время (см., например, [1—6] и литературу в них). При этом, как правило, исследуется только рассеяние звука вихревыми течениями, что связано с важностью этого процесса как модели рассеяния звука аэрогидродинамической турбулентностью. Что касается рассеяния звуковых волн потенциальными течениями, то исследование этого вопроса помимо самостоятельного интереса (например, в целях разработки теоретических основ акустической диагностики потенциальных течений) имеет и непосредственное отношение к задаче рассеяния звука вихревыми течениями, в частности локализованными вихрями. Дело в том, что для локализованного вихря (например, вихря Хилла) течение жидкости вне вихревого ядра потенциально и вполне возможно, что характер рассеяния звука таким вихрем в ряде случаев может определяться взаимодействием акустических колебаний с полем скорости именно во внешней потенциальной области.

При описании рассеяния звука потенциальными течениями будем исходить из общего уравнения (см., например, [1—4])

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) p = 2\rho \frac{\partial^2 v_i U_j}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (1)$$

описывающего рассеяние звуковых волн произвольным гидродинамическим потоком, характерная скорость которого существенно меньше скорости звука. В уравнении (1)  $p$ ,  $v$  — давление и скорость в звуковой волне,  $\rho$  — невозмущенная плотность среды;  $c$  — скорость звука;  $U(\mathbf{r}, t)$  — поле скорости рассеивающего потока (в силу условия  $|U| \ll c$  этот поток можно считать несжимаемым:  $\text{div } U = 0$ ); предполагается, что жидкость на бесконечности покоится:  $|U| \rightarrow 0$  при  $|\mathbf{r}| \rightarrow \infty$ .

Пусть на потенциальный поток  $U(\mathbf{r}, t)$  падает плоская звуковая волна  $p = p_0 \cdot \exp[i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r})]$ , где  $\omega_0 = ck_0$  — ее частота,  $k_0 = |\mathbf{k}_0|$ ,  $\mathbf{k}_0$  — ее волновой вектор. Тогда в правой части (1) можно положить  $v = p \mathbf{k}_0 / \rho \omega_0$  (борновское приближение) и для рас-