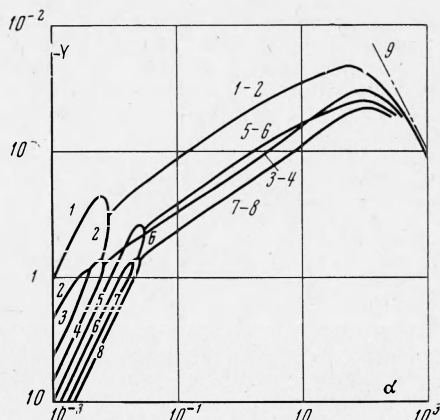
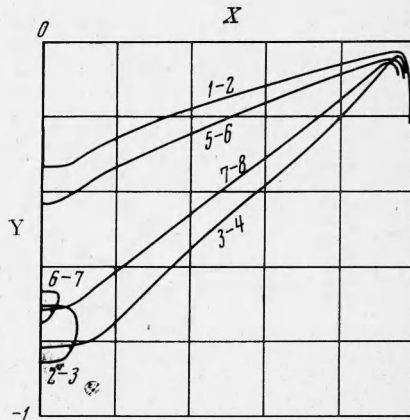


Аналогичным образом ведет себя другая четверка собственных значений  $k = 5, 6, 7, 8$ . Характерно, что если при средних значениях  $\alpha$  наблюдается пересечение зависимостей  $Y_k(\alpha)$  для разных  $k$ , то, приближаясь к асимптотической зависимости (4), декременты вновь выстраиваются в том же порядке, что и при малых  $\alpha$ . На фиг. 2 видно, что точки, в которых  $Y$  достигает наибольшего значения



Фиг. 1



Фиг. 2

для всех спектральных номеров  $k$ , лежат в окрестности  $C = \pm 1$ . Расчеты показывают, что точки  $C = \pm 1$  будут предельными для собственных значений при произвольных фиксированных  $\alpha$  и  $k$  и при  $R \rightarrow \infty$ .

Поступила 15 IV 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б и р и х Р. В., Г е р ш у н и Г. З., Ж у х о в и ц к и й Е. М. О спектре возмущений плоскопараллельных течений при малых числах Рейнольдса. ПММ, 1965, т. 29, вып. 1.
2. G a l l a g h e r A. P., M e r c e r A. M c D. On the behavior of small disturbances in plane Couette flow, pt. 2. Higher eigenvalues. J. Fluid Mech, 1964, vol. 18, pt 3, pp. 350—352.
3. Б и р и х Р. В. О спектре малых возмущений плоскопараллельного течения Куэтта. ПММ, 1965, т. 29, вып. 4.
4. G r o s c h C. E., S a l w e n H. The stability of steady and time—dependent plane Poiseuille flow. J., Fluid Mech., 1968, vol. 34, pt 1, pp. 177—205.
5. Г о л ь д ш т и к М. А., С а п о ж н и к о в В. А. Устойчивость ламинарного потока в присутствии поля массовых сил. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 5.

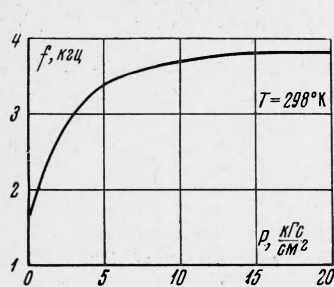
#### ВЛИЯНИЕ КОНЦЕВЫХ ИМПЕДАНСОВ НА СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ АКУСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

В. А. Груздев, В. И. Слабняк

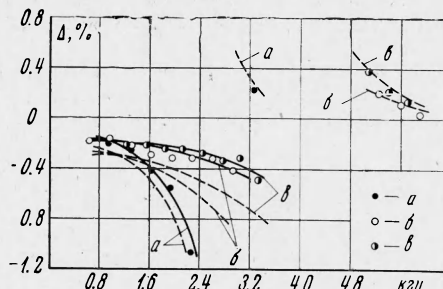
(Новосибирск)

Для исследования скорости распространения звука в газах часто используют акустический резонатор (труба, закрытая на одном конце излучателем, на другом — приемником звука). Влияние импеданса излучателя  $Z_0$  и приемника  $Z_L$  на собственные частоты резонатора обычно учитывают введением эффективной длины резонатора, которая определяется из тарировочных опытов. Однако это не всегда приводит к правильным результатам, так как  $Z_0$  и  $Z_L$ , а следовательно, и эффективная длина резонатора зависят не только от конструкции излучателя и приемника звука, но и от условий опыта и рода исследуемого газа.

Ниже описывается методика приближенного расчета собственных частот акустического резонатора с учетом влияния конечных импедансов.



Фиг. 1



Фиг. 2

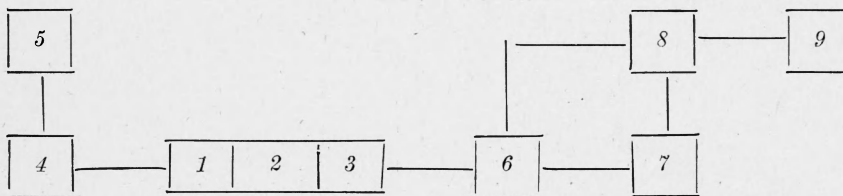
Собственные частоты  $f_n$  акустического резонатора определяются условием [1]

$$2k_n L - 2\delta_0 - 2\delta_L = 2\pi n, \quad k_n = \frac{2\pi f_n}{a}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Здесь  $a$  — скорость звука,  $L$  — длина резонатора,  $2\delta_0$  и  $2\delta_L$  — фазовые сдвиги на конечных импедансах. Фазовые сдвиги  $2\delta$  определяются конечными импедансами и свойствами газа, заполняющего резонатор [1]

$$\operatorname{tg} 2\delta = \frac{2Y}{Y^2 + R^2 - 1}, \quad R = \frac{\operatorname{Re}(Z)}{S\rho a}, \quad Y = \frac{\operatorname{Im}(Z)}{S\rho a} \quad (2)$$

Здесь  $S$  — площадь поперечного сечения резонатора,  $\rho$  — плотность газа,  $Z$  — механический импеданс излучателя (приемника) звука.



Фиг. 3

Так как для частот порядка 1000 гц, но не слишком близких к частоте основного резонанса, для электромагнитных и конденсаторных микрофонов  $\operatorname{Im}(Z) \gg \operatorname{Re}(Z)$  [2,3], для механического импеданса излучателя (приемника) можно написать

$$Z \approx j\omega M_0 - j \frac{E_0}{\omega} + j\omega M p - j \frac{E p}{\omega} \quad (3)$$

Здесь два первых члена — мнимая часть механического импеданса мембраны [4], два последних — поправки, учитывающие влияние исследуемого газа,  $p$  — давление газа в резонаторе. Коэффициенты  $M$  и  $E$ , зависящие от конструкции излучателя (приемника), а также от молекулярного веса и температуры газа, могут быть определены из условия резонанса  $\operatorname{Im}(Z) = 0$  по измеренным при двух различных давлениях  $p_1$  и  $p_2$  частотам механического резонанса  $f_{01}$  и  $f_{02}$  излучателя (приемника) звука

$$M = M_0 \left\{ \frac{1}{p_1} \left( \frac{f_{01}^2 - f_{00}^2}{f_{02}^2 - f_{01}^2} \right) - \frac{1}{p_2} \left( \frac{f_{02}^2 - f_{00}^2}{f_{02}^2 - f_{01}^2} \right) \right\} \quad (4)$$

$$E = E_0 \left\{ \frac{1}{p_1} \frac{(f_{01}^2 - f_{00}^2) f_{02}^2}{(f_{02}^2 - f_{01}^2) f_{00}^2} - \frac{1}{p_2} \frac{(f_{02}^2 - f_{00}^2) f_{01}^2}{(f_{02}^2 - f_{01}^2) f_{00}^2} \right\}$$

$$f_{00}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{E_0}{M_0}$$

Используя (2) — (4), можно рассчитать механический импеданс и резонансную частоту излучателя (приемника) звука, а также собственные частоты акустического резонатора. Рассчитанная зависимость резонансной частоты электромагнитного излучателя (приемника) от давления газа в резонаторе (фиг. 1) хорошо согласуется с экспериментом.

Если излучатель и приемник звука имеют одинаковую конструкцию ( $Z_0 = Z_L = Z$ ), то относительное отклонение собственных частот резонатора  $f_n$  от резонансных частот  $f_n^0 = 2nL/a$ , соответствующих  $Z = \infty$ .

$$\Delta - \frac{f_n - f_n^0}{f_n^0} = \frac{2\delta}{\pi n} \quad (5)$$

На фиг. 2 показана частотная зависимость относительных отклонений собственных частот резонатора, обусловленных влиянием конечных импедансов. Рассчитанные (пунктирные) и экспериментальные (сплошные) кривые для резонатора диаметром 0.03 и длиной 0.409 м соответствуют давлению  $a - 1, b - 5, c - 20$  кгс/см<sup>2</sup>. При расчете конечных импедансов использованы следующие величины:  $M_0 = 6.6 \cdot 10^{-4}$  кг,  $f_{00} = 1300$  гц,  $f_{01} = 2400$  гц,  $f_{02} = 3700$  гц,  $p_1 = 1$  кгс/см<sup>2</sup>,  $p_2 = 10$  кгс/см<sup>2</sup>.

Как видно из фиг. 2, влияние конечных импедансов приводит к заметному снижению собственных частот резонатора на частотах, лежащих ниже резонансной частоты излучателя (приемника) и к повышению собственных частот резонатора на частотах выше резонансной частоты излучателя (приемника) звука. Экспериментальные значения отклонений удовлетворительно согласуются с рассчитанными. Отличие, особенно вблизи механического резонанса излучателя (приемника), по-видимому, объясняется наличием активной составляющей импеданса, которая в расчетах не учитывалась.

Блок-схема экспериментальной установки показана на фиг. 3. На схеме 1 — излучатель, 2 — резонатор, 3 — приемник звука, 4 — звуковой генератор, 5 — частотомер, 6 — усилитель, 7 — ограничитель, 8 — синхронный детектор, 9 — микроамперметр. Синхронный детектор обеспечивал точную фиксацию резонансных частот ( $\pm 0.1$  гц) при малой мощности излучателя и низкой чувствительности приемника звука. Это позволило за счет снижения чувствительности увеличить механический импеданс электромагнитного излучателя (приемника) звука.

Скорость звука в двуокиси углерода, м/сек

$p \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}$	1		5		10		20		30		40	
	$a$	$a_*$	$a$	$a_*$	$a$	$a_*$	$a$	$a_*$	$a$	$a_*$	$a$	$a_*$
293	265.2	—	263.2	—	258.7	—	249.7	—	240.0	—	230.3	—
303	269.8	270.7	267.7	267.8	263.8	264.0	255.8	256.1	247.8	247.6	239.0	238.9
323	—	—	276.3	—	273.1	—	266.8	—	261.1	—	254.6	—
353	—	—	288.4	288.5	285.8	286.3	281.4	281.8	277.5	277.6	273.1	273.5
373	—	—	296.0	—	293.6	—	290.4	—	287.0	—	283.5	—
413	—	—	310.4	340.9	308.4	309.8	306.3	307.9	304.1	305.3	302.3	303.2

Результаты измерения скорости звука в двуокиси углерода приведены в таблице. Для сравнения приведены также значения скорости звука  $a_*$ , рассчитанные по уравнению состояния [5].

Поступила 30 V 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р ж е в к и н С. Н. Курс лекций по теории звука. М., Изд-во МГУ, 1960.
2. П е т р и ц к а я И. Г. Сопротивление тонкого слоя воздуха при гармонических колебаниях диафрагмы. Акуст. ж., 1966, т. 12, вып. 2.
3. S t a n d a l l I. B. The air-damped vibrating system: theoretical calibrations of the condenser transmitter. Phys. Rev. 1918, vol. 11, No. 6.
4. Х а р к е в и ч А. А. Теория электроакустических аппаратов. М., Связьиздат, 1940.
5. В у к а л о в и ч М. П., А л т у н и н В. В. Теплофизические свойства двуокиси углерода. М., Атомиздат, 1965.