

Предложенные здесь формулы для вычисления коэффициента затухания волн Рэля были экспериментально проверены на целом ряде упругих слоев, например, латунь на стали, магний на латуни, цинк на стали и некоторых других, а также на некоторых поверхностноупрочненных слоях, таких как поверхностнозакаленные, цементированные и другие, и дали удовлетворительное соответствие теории с экспериментом (см. таблицу).

Вид слоя	$H, \text{мм}$	$\omega, \text{мгц}$	$\gamma, \frac{\text{неп}}{\text{см}}$ эксперим.	$\gamma, \frac{\text{неп}}{\text{см}}$ теоретич.
Латунь на стали	1,5	0,8	0,038	0,051
Магний на латуни	1,02	1,2	0,011	0,007
Цинк на стали	0,97	1,8	0,035	0,053
Поверхностная закалка стали	2,2	0,8	0,028	0,024
Цементация стали	0,7	2,5	0,041	0,029

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Егоров. Исследование упругих свойств поверхностноупрочненных слоев. Сб. «Примен. ультразвуки к исслед. вещества», 14, 132—138, М., МОПИ, 1961.
2. F. Press, J. Healy, Absorption Rayleigh wave in media with low losses. J. Appl. Phys., 1957, 28, 1323—1326.

Московский авиационный
институт

Поступило в редакцию
26 апреля 1961 г.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВУКА ПЛАСТИНКАМИ И ОБОЛОЧКАМИ В ВОДЕ

Л. М. Ляшнев, С. Н. Рудаков

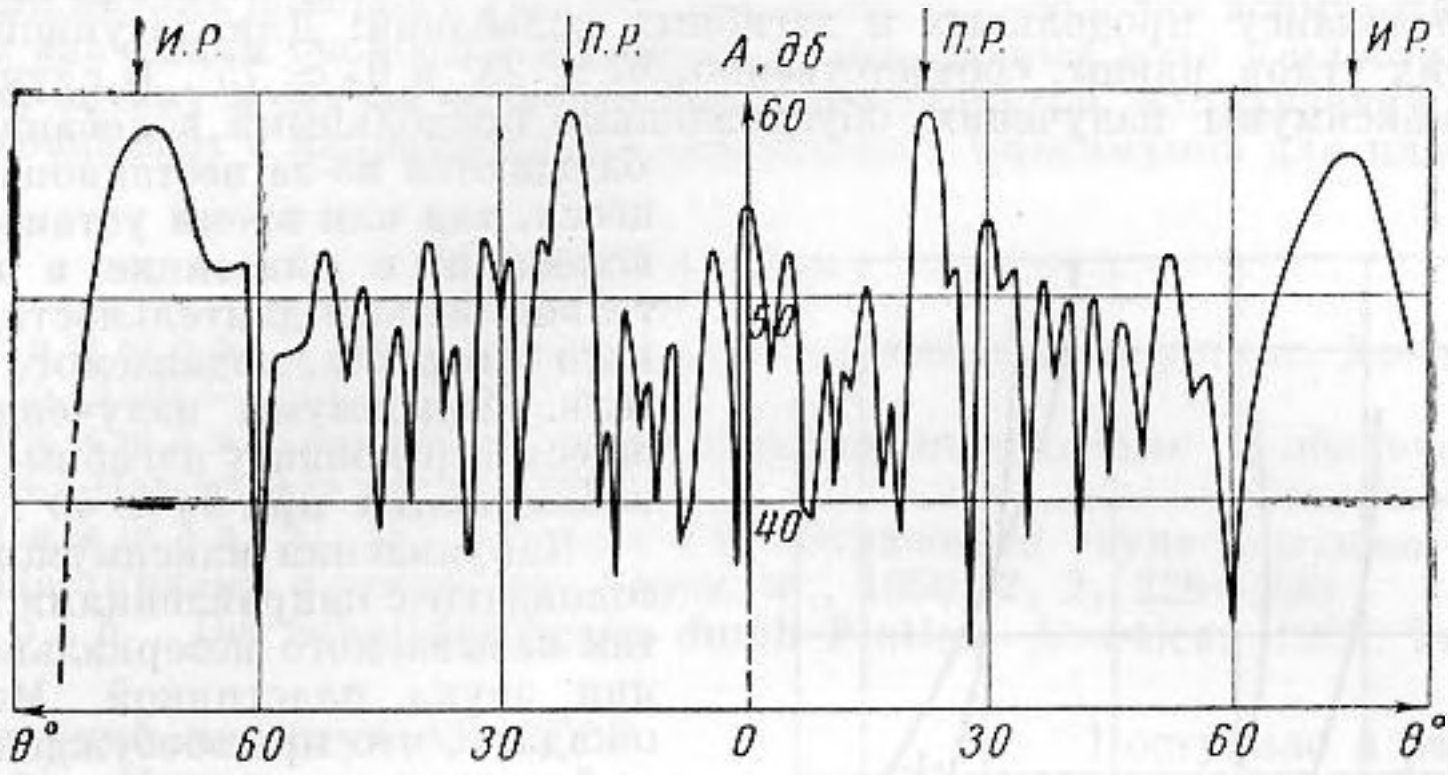
В работе [1] отмечалось, что звуковое давление $p^{(1)}(\mathbf{r}_1)$ в некоторой точке \mathbf{r}_1 в поле излучения пластинки или оболочки, совершающей гармонические колебания под действием сил $F^{(1)}(\mathbf{r})|_s$, связано соотношением взаимности с полем $p^{(2)}(\mathbf{r})$ точечного источника $Q_0^{(2)}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_1)$, помещенного в ту же точку \mathbf{r}_1 при наличии в окружающей среде пластинки или оболочки, свободной от внешних сил

$$p^{(1)}(\mathbf{r}_1) = \frac{1}{Q_0^{(2)}} \int_s \frac{\partial p^{(2)}(\mathbf{r})}{\partial n} F^{(1)}(\mathbf{r}) ds(\mathbf{r}).$$

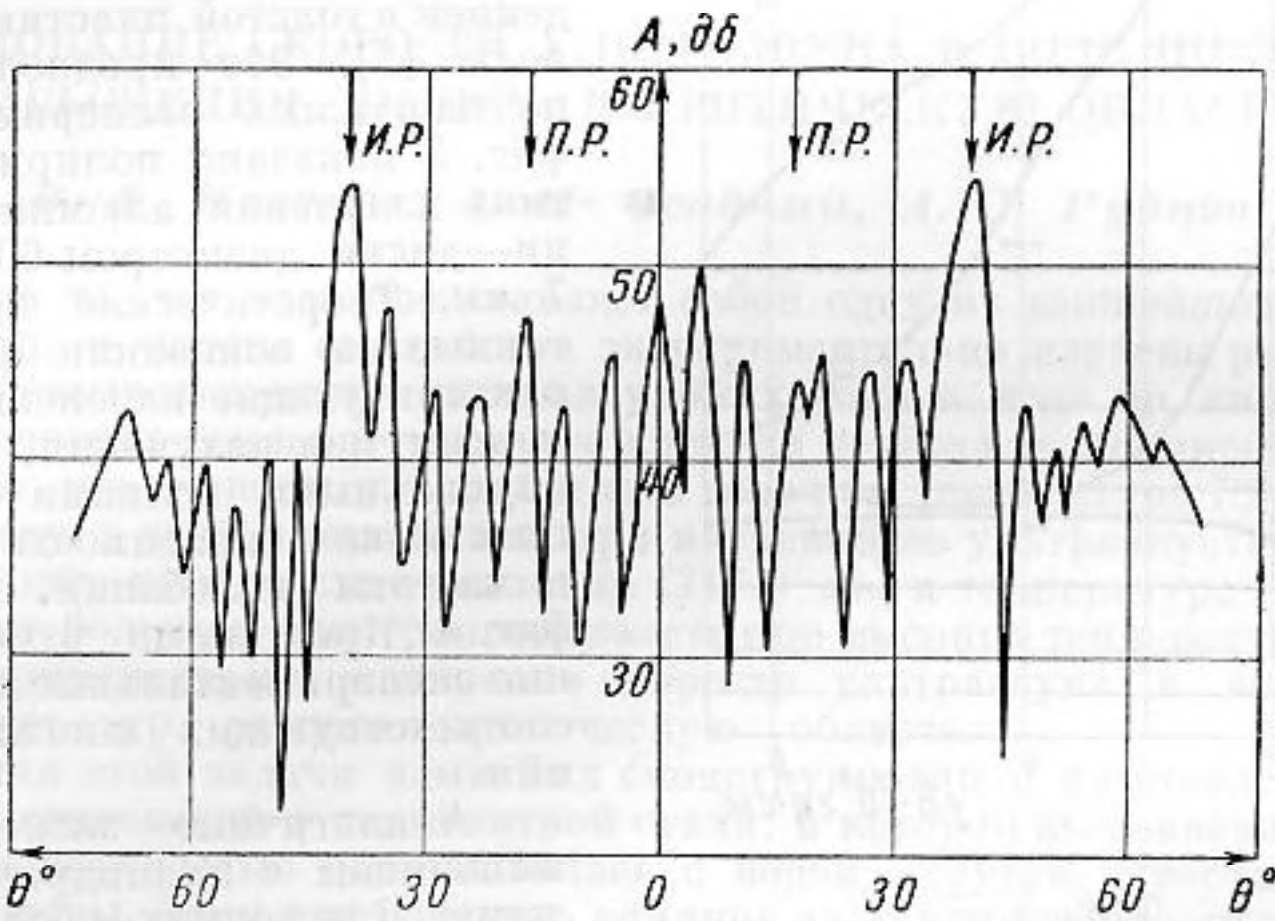
Из соотношения взаимности и решения задачи о дифракции плоской волны на пластинке [2] следует, что если скорости распространения изгибных c_f и продольных c_l колебаний в пластине больше скорости звука в среде (воде) c и пластина совершает колебания под действием силы $F(r)$, приложенной на весьма малом участке в центре пластинки, то должно наблюдаться значительное излучение звука колеблющейся пластиной в направлениях, для которых выполняются условия пространственного резонанса:

$$\sin \theta_1 \approx \frac{c}{c_l}; \quad \sin \theta_2 \approx \frac{c}{c_f}.$$

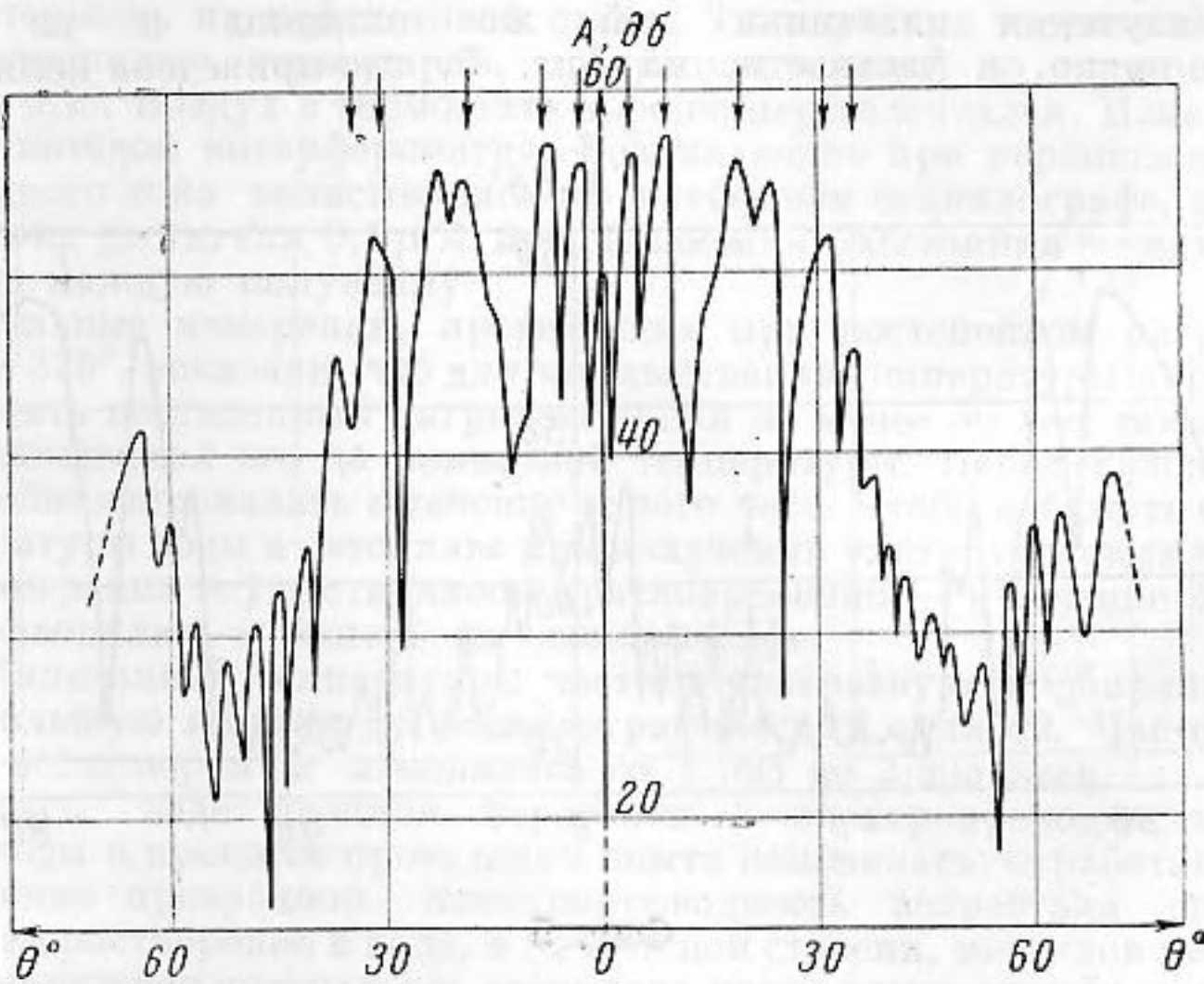
Это заключение подтвердилось экспериментально. Опыты проводились на установке, представляющей собой заглушенную ванну размерами $3 \times 1 \times 1 \text{ м}^3$, наполненную водой. Электронная часть установки состояла из импульсного генератора, приемного усилителя и двух индикаторов, позволяющих наблюдать характеристики излучения в прямоугольных и полярных координатах. В процессе измерений пластинка подвешивалась на тонких нитях в центре специальной рамы. В центре пластинки укреплялся миниатюрный возбудитель колебаний из керамики титаната бария (размерами $2 \times 2 \times 3 \text{ мм}^3$), причем были приняты меры, исключающие возможности непосредственного излучения звука возбудителем в воду. Рама с пластинкой вращалась и при помощи специального приемного щупа, установленного на другом конце ванны на расстоянии около 2,5 м от пластинки, измерялось звуковое давление в поле излучения пластинки. Измерения осуществлялись на частоте 530—560 кгц при длительности импульса около 100 мксек. Ниже показаны полярные характеристики излучения для латунной пластинки (фиг. 1) размерами $60 \times 60 \text{ мм}^2$ и толщиной 1 мм, а также для стальной пластинки (фиг. 2) аналогичных размеров и толщиной 2 мм. По вертикальной оси отложена амплитуда звукового давления в децибелах по отношению к некоторому эталонному уровню. По горизонтальной оси — величина



Фиг. 1

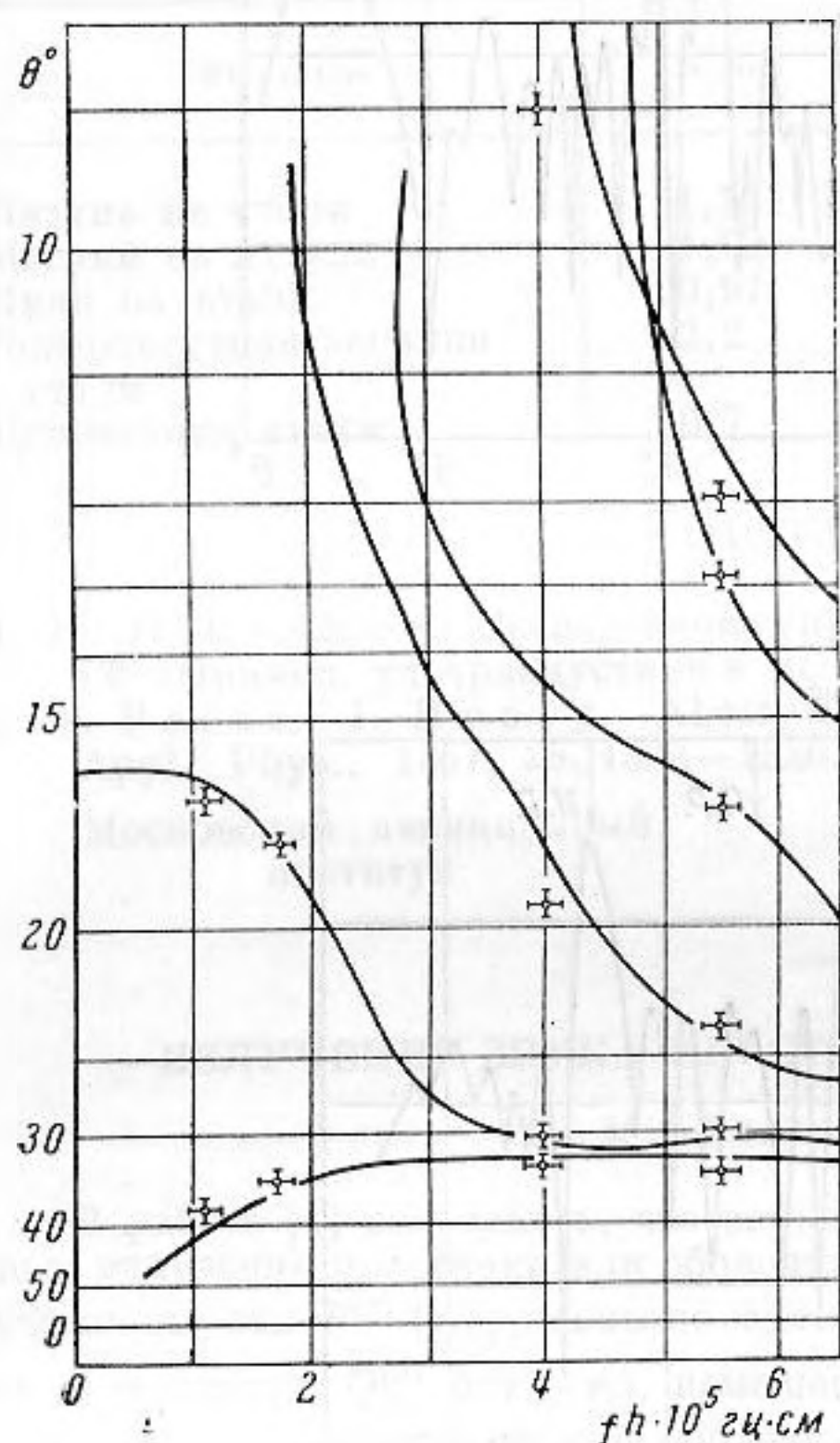


Фиг. 2



Фиг. 3

угла в градусах между нормалью к пластинке и направлением в точку наблюдения. Стрелками указаны теоретические значения углов максимумов излучения, соответствующих резонансу продольных и изгибных колебаний. Для латунной пластинки значения этих углов равны, соответственно, $\theta_1 \approx 23^\circ$ и $\theta_2 \approx 75^\circ$. В случае стальной пластинки максимумы излучения, обусловленные продольными колебаниями, не наблюдаются из-за нестационарности процесса, так как время установления этих колебаний в пластинке в воде значительно больше длительности акустического импульса, подаваемого на возбудитель. Максимумы излучения, относящиеся к резонансу изгибных колебаний, наблюдаются при $\theta_2 \approx 40^\circ$.

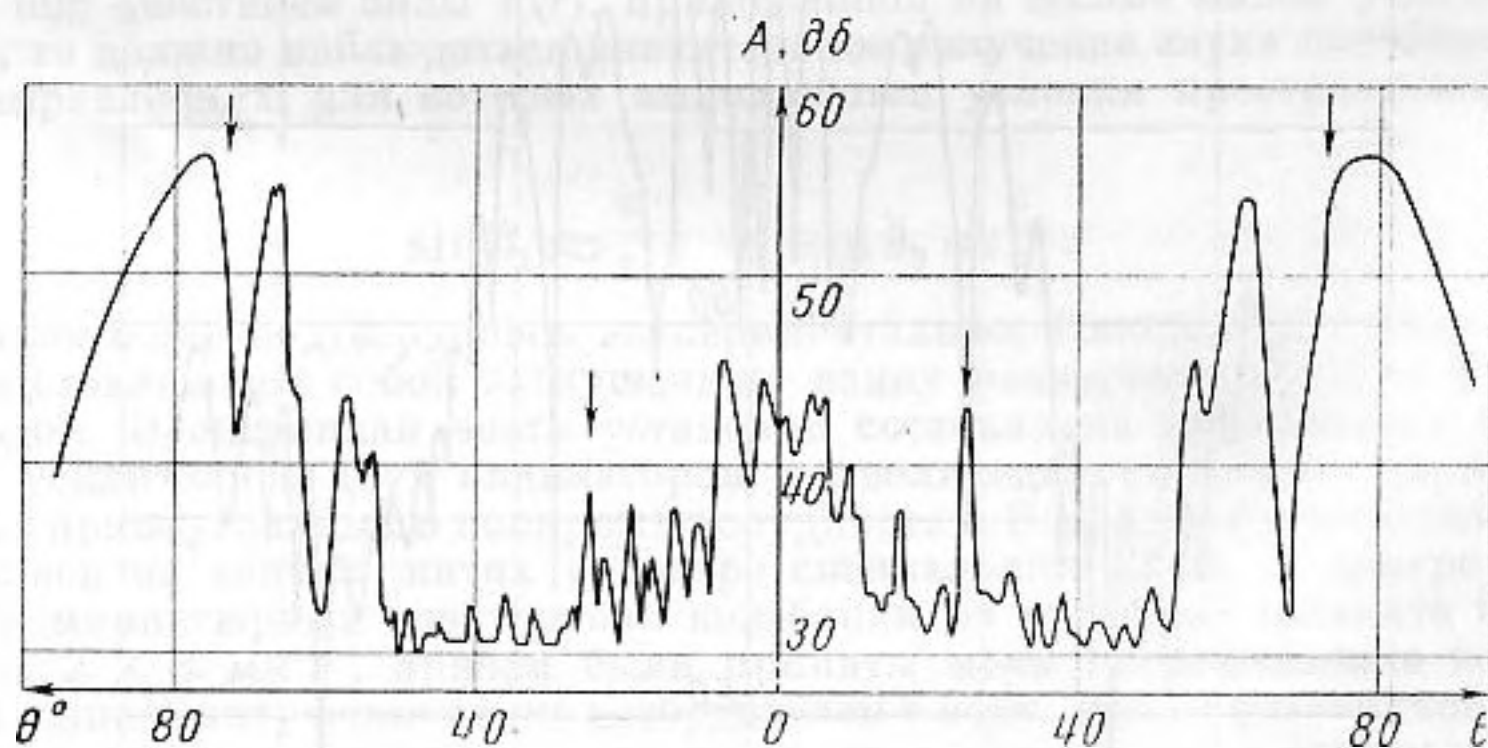


Фиг. 4

Направления максимумов излучения совпадают с направлениями максимумов так называемого незеркального отражения звука пластинкой. Можно было ожидать, что при возбуждении колебаний в толстых пластинках будут наблюдаться максимумы излучения, соответствующие максимумам незеркального отражения звука, обусловленного возбуждением в толстой пластинке нормальных волн [3]. Это предположение также подтвердилось экспериментально. На фиг. 3 показана полярная характеристика излучения алюминиевой пластинки—диска диаметром 60 мм, толщиной 7 мм. Теоретические кривые, рассчитанные на основании работы [4], характеризующие изменение направлений максимумов излучения, обусловленного нормальными волнами в алюминиевой пластинке в зависимости от ее толщины и частоты колебаний, приведены на фиг. 4. Крестиками отмечены полученные экспериментальные значения углов, соответствующих максимумам излучения.

Аналогичные эксперименты были выполнены с цилиндрическими оболочками. Для тонких оболочек большого по сравнению с длиной волны диаметра наблюдались значительные максимумы излучения, направления которых практически совпадали с направлениями максимумов излучения пластинки той же толщины и из аналогичного материала. Это видно, в частности, на фиг. 5, где приведена полярная характеристика излучения цилиндрической оболочки из латуни диаметром 80 мм и длиной 100 мм. Измерения полярной характеристики производились в плоскости, совпадающей с осью цилиндра. Стрелками указаны теоретические значения углов, соответствующие максимумам излучения для пластинки. Известно, что колебания могут рас-

излучения, направления которых практически совпадали с направлениями максимумов излучения пластинки той же толщины и из аналогичного материала. Это видно, в частности, на фиг. 5, где приведена полярная характеристика излучения цилиндрической оболочки из латуни диаметром 80 мм и длиной 100 мм. Измерения полярной характеристики производились в плоскости, совпадающей с осью цилиндра. Стрелками указаны теоретические значения углов, соответствующие максимумам излучения для пластинки. Известно, что колебания могут рас-



Фиг. 5

ристка излучения цилиндрической оболочки из латуни диаметром 80 мм и длиной 100 мм. Измерения полярной характеристики производились в плоскости, совпадающей с осью цилиндра. Стрелками указаны теоретические значения углов, соответствующие максимумам излучения для пластинки. Известно, что колебания могут рас-

пространяться вдоль оболочки с различными скоростями в виде нормальных волн, в частности, изгибного и продольного типа. Значения скоростей распространения нормальных волн низких номеров с увеличением диаметра оболочки асимптотически приближаются к значениям скоростей изгибных и продольных волн в пластинке. Этим и объясняется, почему в случае оболочек большого диаметра, направления максимумов излучения совпадают с направлениями аналогичных максимумов для пластинки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Л я м ш е в. К вопросу о принципе взаимности в акустике. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1231—1234.
2. Л. М. Л я м ш е в. Отражение звука тонкими пластинками и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.
3. Л. М. Л я м ш е в, С. Н. Р у д а к о в. Отражение звука толстыми ограниченными пластинками в жидкости. Акуст. ж., 1956, 2, 2, 228—230.
4. A. S c h o s h. Der Schalldurchgang durch Platten. Acustica, 1952, 2, 1—10.

Акустический институт АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
18 марта 1961 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ УЛЬТРАЗВУКА В ВОДЕ ПО ЛИНИИ НАСЫЩЕНИЯ, ВКЛЮЧАЯ КРИТИЧЕСКУЮ ОБЛАСТЬ

В. Ф. Ноздрев, А. П. Осадчий, А. С. Рубцов

Несмотря на то, что вода представляет собой одну из важнейших жидкостей для науки и техники, и многие ее свойства экспериментально изучены различными методами, скорость распространения ультразвуковых волн в воде по линии насыщения, вплоть до критических температур, доселе времени не была экспериментально изучена.

Уже тот факт, что скорость ультразвука в воде при температуре 70—80° имеет максимум ставит воду в особое положение при изучении ее ультраакустических свойств.

Весьма высокие критические давления (217,5 ат) и температура (+374,0°), а также сравнительно большая электропроводность при высоких температурах крайне осложняют экспериментальное измерение скорости ультразвука в воде в широком интервале температур, включая критическую область.

Для решения этой задачи нами был сконструирован и изготовлен автоклав из специальной нержавеющей и немагнитной стали, в котором пьезокварцевая пластинка только одной поверхностью соприкасалась с водой. Другая поверхность пластинки изолирована от воды. Этим исключалось влияние электропроводности воды на возбуждение кварцевой пластинки. Над пластинкой при помощи магнитного поля катушки-подъемника, охватывающей автоклав, мог подниматься и опускаться рефлектор, изготовленный из той же стали. Это достигалось тем, что в хвостовике рефлектора был вмонтирован стержень из кобальтовой стали. Температура автоклава, помещенного в термостат, измерялась термопарой, проградуированной по термометрам с ценой деления шкалы 0,2°. Воздух в термостате хорошо перемешивался. Измерение скорости производилось методом интерферометра. Возникающие при перемещении рефлектора изменения анодного тока записывались на шлейфовом осциллографе, причем изменения анодного тока достигали 0,1 мА при изменении расстояния между пластинкой и рефлектором на каждую полуволну.

Предварительные измерения, проведенные при постепенном нагреве автоклава до температуры 379°, показали, что для выравнивания температуры автоклава необходимо осуществлять постепенный нагрев за время не менее 50 час; такое же время необходимо для остывания его до комнатной температуры. Перед каждым измерением температура стабилизировалась в течение одного часа. Чтобы избежать возможного изменения температуры воды в автоклаве при излучении ультразвуковых волн кварцевой пластинкой, измерение осуществлялось кратковременно — в течение 5—7 сек. В это же время производилась и запись на осциллографе.

Перед стабилизацией температуры частота ультразвука подбиралась так, чтобы получить наибольшую амплитуду осциллографических записей. Частота измерялась гетеродинным волномером и изменялась от 1,993 до 2,305 мгц.

Исследовалась вода двойной перегонки с электропроводностью $\sigma = 4 \cdot 10^{-6}$. Прозрачность воды в процессе проведения опыта изменялась; отработанная вода оставалась совершенно прозрачной. Электропроводность возрастала до $\sigma = 90 \cdot 10^{-6}$, что указывало на растворение в воде, в ничтожной степени, металлов автоклава. Внутренняя, как и наружная поверхность автоклава после опыта приобретала слабый желтовато-темноватый оттенок.

Экспериментальные данные представлены на фигуре. Кривая для скорости звука проведена как наиболее вероятная по экспериментальным точкам. Учитывая точность измерения температуры и время термостатирования, число полуволн на осциллограм-