

С. И. КРЕЧМЕР и С. Н. РЖЕВКИН

**НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ВОЛН РЭЛЕЯ ПРИ ПОЛНОМ
ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 22 IV 1938)

Как показал Рэлей⁽¹⁾, при полном внутреннем отражении звуковой волны на границе двух сред имеет место частичное проникновение звука во вторую среду и образование в ней волн особого вида.

Если принять, что звук падает из среды I на границу со средой II (скорость звука в которой c_2 больше, чем скорость c_1 в среде I) под углом θ_1 , то уравнение волны в среде II при углах падения, больших предельного угла полного внутреннего отражения, будет иметь вид:

$$\Phi_2 = A_2 e^{-\alpha x} e^{j(\omega t + by + \varepsilon)}. \quad (1)$$

Здесь предполагается, что ось X нормальна, а ось Y параллельна границе раздела двух сред и лежит в плоскости падения.

В уравнении (1) приняты следующие обозначения: амплитуда волны во II среде

$$A_2 = \frac{2}{\sqrt{\frac{\rho_2^2}{\rho_1^2} + \frac{\alpha^2}{a_1^2}}}; \quad (2)$$

ρ_1 и ρ_2 — плотности сред I и II;

c_1 и c_2 — скорости в соответственных средах;

$$a_1 = k_1 \cos \theta_1; \quad b = k_1 \sin \theta_1; \quad \left(k_1 = \frac{\omega}{c_1}, \quad k_2 = \frac{\omega}{c_2} \right);$$

коэффициент затухания

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 \theta_1 - \frac{c_1^2}{c_2^2}}. \quad (3)$$

Таким образом при полном внутреннем отражении мы будем иметь во второй среде волны, направление распространения которых параллельно плоскости раздела, затухающие по экспоненциальному закону в направлении нормали к плоскости раздела, т. е. вдоль фронта волн. Скорость этих волн равна $\frac{\omega}{b} = \frac{c_1}{\sin \theta_1}$. Она не зависит от свойств второй среды и всегда больше, чем c_1 , но меньше, чем c_2 . Определяя компоненты скорости частиц в этой волне по осям X и Y, получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi}_x &= -\frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = -\frac{2\alpha}{\sqrt{\frac{\rho_2^2}{\rho_1^2} + \frac{\alpha^2}{a_1^2}}} e^{-\alpha x} e^{j(\omega t + by + \varepsilon)}, \\ \dot{\xi}_y &= -\frac{\partial \Phi_2}{\partial y} = -j \frac{2b}{\sqrt{\frac{\rho_2^2}{\rho_1^2} + \frac{\alpha^2}{a_1^2}}} e^{-\alpha x} e^{j(\omega t + by + \varepsilon)} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

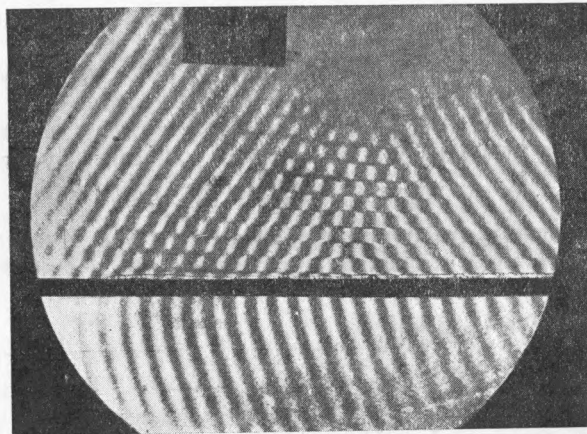
Из (4) легко видеть, что компоненты ξ_x и ξ_y отличаются по фазе на 90° и что следовательно волны Рэлея поляризованы по эллипсам, которые лежат в плоскости падения.

Степень поляризации, т. е. отношение амплитуд ξ_x и ξ_y , равна:

$$\frac{\xi_x}{\xi_y} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - \frac{c_1^2}{c_2^2}}}{\sin \theta_1}, \quad (5)$$

т. е. зависит от угла падения и показателя преломления $\frac{c_1}{c_2}$. Чем больше угол падения превышает предельный угол, тем сильнее выражено затухание волн Рэлея; при угле θ_1 , равном предельному, затухание равно нулю, и мы имеем во II среде волны, фронты которых нормальны поверхности раздела и не затухают по мере углубления во II среду.

В оптике явление проникновения волн во II среду разобрано теоретически и обследовано экспериментально⁽²⁾. Наличие световых волн



Фиг. 1.

во II среде при полном внутреннем отражении было доказано рядом авторов по вторичному эффекту, путем наблюдения свечения под влиянием этих волн.

Пользуясь методикой наблюдения ультразвуковых волн, разработанной нами ранее на основе метода свилей с применением стробоскопического освещения⁽³⁾, нам удалось сделать волны во II среде, теоретически предвиденные Рэлеем, непосредственно видимыми. При наблюдении со стробоскопическим освещением удалось наблюдать фронты равных фаз бегущих волн: падающей, отраженной и преломленной.

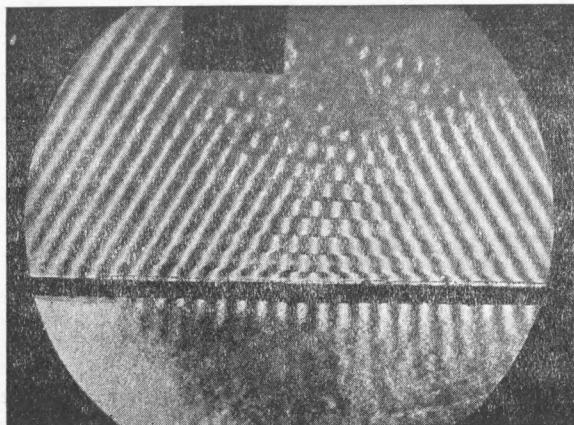
Полное внутреннее отражение наблюдалось нами на границе между вазелиновым маслом (среда I) и 30% водным раствором NaCl (среда II).

Скорости звука были: $c_1 \approx 1500$ м/сек. и $c_2 \approx 1810$ м/сек., что дает предельный угол полного внутреннего отражения, приблизительно равный $55^\circ 30'$.

Ввиду наличия затухания вдоль фронта волн во II среде при углах падения, больших критического, следует ожидать, что волны эти будут видимы вблизи поверхности раздела наиболее отчетливо, далее же будут постепенно ослабевать, сливаясь на некотором расстоянии с общим фоном.

При углах, близких к критическому, α мало, и длина видимого участка волновых фронтов во II среде должна быть очевидно сравнительно большой. При углах же, значительно превышающих критический, она должна быстро падать, так как α существенно возрастает.

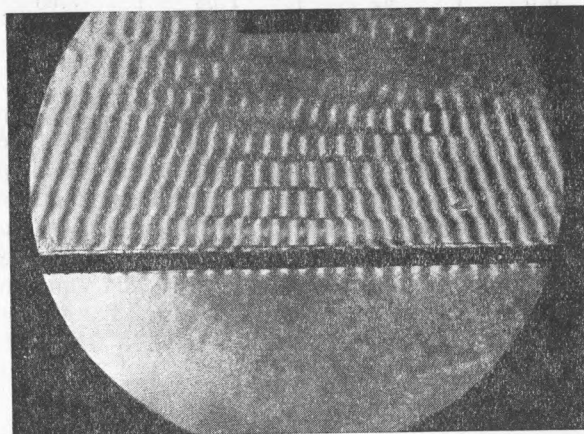
На приводимых здесь снимках (фиг. 1, 2, 3) ясно различимы указанные выше особенности волн во II среде. Эти снимки относятся к час-



Фиг. 2.

тоте 437 kHz (длина волны в вазелиновом масле $\lambda_1 = 3.64$ мм, в растворе NaCl $\lambda = 4.26$ мм).

На фиг. 1 (фото 245) при угле падения $\theta_1 = 54^\circ$ видны падающая и отраженная волны, а во II среде—преломленная волна ($\theta \approx 70^\circ$)². Граница между вазелиновым маслом и раствором NaCl на снимках представляется размытой вследствие капиллярного поднятия раствора NaCl



Фиг. 3.

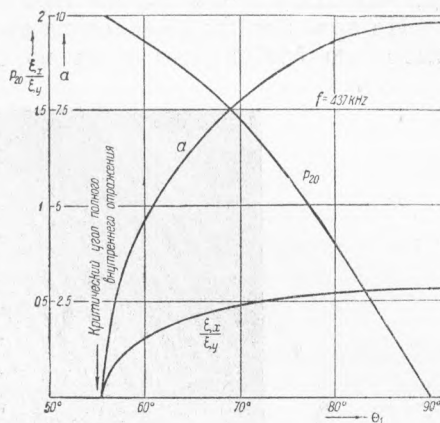
в область масла. Нижняя линия граничной полосы точно соответствует проекции плоскости раздела двух сред.

На фиг. 2 (фото 248) ($\theta_1 = 60^\circ$) мы имеем уже случай полного внутреннего отражения. Во II среде ясно видны волны Рэлея, идущие

параллельно плоскости раздела и затухающие вдоль фронта по мере углубления во II среду.

На фиг. 3 (фото 250) ($\theta_1 = 71^\circ$) затухание волн по II среде значительно сильнее, чем при $\theta_1 = 60^\circ$.

Ниже приводятся графики (фиг. 4), в которых даются для случая исследованных нами жидкостей значения: коэффициента затухания (α), отношения продольной компоненты амплитуды скоростей частиц во II среде к поперечной компоненте ($\frac{\dot{\xi}_x}{\dot{\xi}_y}$) и значения начальной амплитуды давления (p_{20}) во II среде в зависимости от угла падения θ_1 . Все величины относятся к частоте 437 кГц. Отметим, что величины p_{20} и $\frac{\dot{\xi}_x}{\dot{\xi}_y}$ не зависят от частоты, величина же α прямо пропорциональна частоте.



Фиг. 4.

В таблице приводятся значения той величины расстояния x от границы раздела, при которой на ряде снимков (указаны номера снимков по лабораторному журналу) уже не удается различать волновой струк-

Таблица

№ фото	$x_{\text{см}}$	θ_1	p_{20}	α	p_{min}
243	0.5	62°	1.79	5.45	0.122
247	0.5	61°	1.86	5.05	0.144
248	0.5	61°	1.86	5.05	0.144
249	0.3	67°	1.58	7.00	0.158
250	0.2	72°	1.34	8.10	0.269
251	0.15	77°	1.02	8.90	0.271

туры поля во II среде на общем фоне снимка. Это значение расстояния должно отвечать очевидно (при данной оптической чувствительности) некоторой определенной минимальной амплитуде давления p_{min} . Для сопоставления с опытом в последней графе таблицы вычислено p_{min} на расстояниях x при соответственных углу падения θ_1 значениях p_{20} и α . Порядок величин p_{min} получается один и тот же. Принимая во внимание трудность точного определения границы исчезновения волн, этот результат можно считать удовлетворительным. Таким образом волны Рэлея во II среде могут служить как бы шкалой интенсивности звука.

Физический институт им. П. Н. Лебедева.
Академия Наук СССР.
Москва.

Поступило
20 IV 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Raileigh, Theorie of Sound, vol. 2, § 270. ² М. Борн, Оптика, стр. 60 (1937). ³ С. Кречмер и С. Ржевкин, Успехи физ. наук, 8, вып. 1 (1937); Тр. ФИАН, I, вып. 4 (1938); S. Kretschmer a. S. R. Schevkin, Techn. Phys. of USSR, № 11—12 (1937).