

УДК 534

К ТЕОРИИ НЕСТАЦИОНАРНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА
ФАРАДЕЯ

Демидова Т. В., Сердюков А. Н.

Решена задача о распространении звуковых волн в изотропной среде в направлении нестационарного внешнего магнитного поля, зависящего от времени произвольным образом. Показано, что воздействие магнитного поля приводит к изменению частоты поперечных волн.

Теоретическое рассмотрение магнитного вращения плоскости поляризации звуковых волн (акустический эффект Фарадея) было выполнено в работах [1—3] для сред различной симметрии и различной ориентации внешнего магнитного поля. Однако в указанных работах исследовался стационарный эффект Фарадея. В то же время управления акустическими свойствами сред может быть осуществлено посредством изменяющихся во времени внешних воздействий, в частности нестационарным магнитным полем. В оптике подобная задача была решена в работе [4]. Настоящее сообщение посвящено решению задачи о распространении звуковых волн в изотропной среде при наличии продольного нестационарного внешнего магнитного поля.

Рассмотрим изотропную среду, помещенную в постоянное по направлению и переменное по величине внешнее магнитное поле $\mathbf{h}(t)$. Связь между тензорами упругих напряжений σ_{ik} и деформаций U_{ik} в линейном по $\mathbf{h}(t)$ приближении будет иметь вид [3]

$$(1) \quad \sigma_{ik} = (c_{ijkl} + id_{ijklm}h_m(t)) U_{jl},$$

причем тензоры материальных констант среды, согласно принципу Онзагера, удовлетворяют соотношениям [3] $c_{ijkl} = c_{jlik}$, $d_{ijklm} = -d_{jlikm}$.

Используя основное уравнение теории упругости и выражение (1), для плоских акустических волн

$$(2) \quad \mathbf{U}(r, t) = \mathbf{U}(t) \exp(i\mathbf{k}r)$$

получаем

$$(3) \quad \left(\Lambda + i\mathbf{G}^x(t) + \frac{1}{k^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{U}(t) = 0.$$

Здесь $k = |\mathbf{k}|$, $\mathbf{G}^x(t)$ — тензор, дуальный вектору акустической гирации $\mathbf{G}_s = g_{skjm} n_j n_k h_m / \rho$, а тензор g_{skjm} определяется равенством $d_{kiljm} = e_{ils} g_{skjm}$, e_{ils} — тензор Леви-Чивита, $\Lambda_{ij} = c_{ijkl} n_j n_l / \rho$ — приведенный тензор Кристоффеля. Для изотропной среды [5] $\Lambda = a + b\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}$, где $a = v_1^2$, $b = v_0^2 - v_1^2$, v_1^2 , v_0^2 — квадраты фазовых скоростей соответственно поперечной и продольной звуковых волн в среде, невозмущенной магнитным полем, \mathbf{n} — волновая нормаль.

При решении уравнения (3) в линейном по магнитному полю приближении воспользуемся методом работы [4], переходя во вращающуюся вокруг $\mathbf{h}(t)$ с переменной угловой скоростью $\varphi(t) = G(t)k^2/2\omega$ систему координат.

Окончательно решения уравнения (3) представятся в виде продольной

$$(4) \quad U_0(\mathbf{r}, t) = U_0 \mathbf{n} \exp[i(\mathbf{k}r - \omega t)]$$

и двух поперечных циркулярно поляризованных волн

$$(5) \quad U_{\pm}(\mathbf{r}, t) = U_{\pm} \mathbf{e}_{\pm} \exp[i(\mathbf{k}r - f_{\pm}(t))],$$

где $f_{\pm}(t) = \omega t \pm \frac{k}{2v} \int_{-\infty}^t G(\tau) d\tau$, e_{\pm} — единичные векторы круговой поляри-

зации; U_0, U_{\pm} — амплитудные коэффициенты.

Из формулы (4), таким образом, следует, что магнитное поле не влияет на особенности распространения продольных упругих волн вдоль магнитного поля. В то же время, согласно формуле (5), для поперечных звуковых волн имеет место циркулярное двупреломление. Вследствие малости $G(t)$ соответственные волны могут быть интерпретированы как гармонические с изменяющимися во времени частотами

$$\Omega_{\pm}(t) = \frac{df_{\pm}(t)}{dt} = \omega \pm \frac{G(t)k}{2v_1}.$$

Возможна и другая физическая интерпретация полученного решения. Разложив выражение (5) во временной ряд Фурье, можно говорить о преобразовании плоской монохроматической поперечной волны деформаций с частотой ω в спектр монохроматических волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов К. Б., Ишмухаметов Б. Х. О вращении плоскости поляризации упругих волн в магнитно-поляризованной среде. — ЖЭТФ, 1959, т. 36, № 4, с. 1301–1303.
2. Власов К. Б., Ишмухаметов Б. Х. Вращение плоскости поляризации упругих волн в магнитно-поляризованных магнитоупругих средах. — ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 3, с. 745–749.
3. Белый В. Н., Сердюков А. Н. К феноменологической теории акустического эффекта Фарадея в кристаллах. Изв. АН БССР. Сер. физ.-матем. наук, 1975, № 3, с. 102–106.
4. Бокуть Б. В., Сердюков А. Н., Хило Н. А. К феноменологической теории нестационарного эффекта Фарадея. — Ж. прикл. спектроскопии, 1976, т. 25, № 5, с. 942–945.
5. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965, с. 124.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию
23.XII.1980