

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 534.232

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ
МАГНИТОУПРУГИХ ВОЛН В ГЕМАТИТЕ

Т. А. Маматова, В. Г. Прокошев

(кафедра акустики)

В антиферромагнетиках с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» магнитоупругая связь приводит к значительной перенормировке упругих модулей [1—3]. Среди таких материалов особое место занимает гематит $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Скорость магнитоупругих волн в гематите изменяется на десятки процентов при приложении внешнего магнитного поля [3]. Вместе с изменением скорости происходит, вообще говоря, и изменение поляризации упругих волн. В настоящей работе исследованы поляризационные эффекты при распространении упругих волн в гематите.

Распространение объемных акустических волн в кристаллах описывается матричным уравнением Грина—Кристоффеля [4]

$$(\Gamma_{ij} - \rho v^2 \delta_{ij}) u_j = 0, \tag{1}$$

где $\Gamma_{ij} = c_{ijkl} n_k n_l$ — тензор Грина—Кристоффеля, c_{ijkl} — тензор упругих модулей, n_k — компоненты единичного вектора в направлении волновой нормали, ρ — плотность кристалла, v — фазовая скорость, δ_{ij} — символ Кронекера, u_j — компоненты вектора смещения. Для описания упругих волн в гематите компоненты тензора $\hat{\Gamma}$ должны быть изменены с учетом магнитоупругой связи. Эффективные упругие модули гематита можно записать в виде [5]: $\hat{c}' = \hat{c} - \Delta \hat{c}$, где $\Delta \hat{c}$ — тензор, определяемый магнитоупругим взаимодействием:

$$\Delta c = \frac{4H_E (\hat{B}m)^2}{M_0 (\omega_0/\gamma)^2}, \tag{2}$$

$$(\omega_0/\gamma)^2 = H(H + H_D) + 2H_E H_{ms}.$$

Здесь H_E — обменное поле, M_0 — намагниченность насыщения подрешеток, $\hat{1} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 / (2M_0)$ — вектор антиферромагнетизма, \hat{B} — тензор магнитоупругих констант, \hat{m} — единичный вектор в направлении ферромагнитного вектора $\mu = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) / (2M_0)$, ω_0 — частота квазиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса, γ — магнитомеханическое отношение, H — внешнее поле, H_D — эффективное поле взаимодействия Дзялошинского, H_{ms} — поле спонтанной магнетострикции. В общем случае, для произвольного направления распространения и произвольного направления внешнего поля, все компоненты тензора $\hat{\Gamma}$ отличны от нуля, так что уравнение (1) может быть решено численными методами.

При распространении вдоль тригональной оси z гематита ($n_1 = 0, n_2 = 0, n_3 = 1$) тензор $\hat{\Gamma}$ с учетом соотношений (2) имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\Gamma_{11} = c_{44} - \Delta c \cos^2 2\varphi,$$

$$\Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \Delta c \sin 2\varphi \cos 2\varphi, \quad (3)$$

$$\Gamma_{22} = c_{44} - \Delta c \sin^2 2\varphi,$$

$$\Gamma_{33} = c_{33},$$

где $\Delta c = H_E \cdot 4B_{14}^2 \gamma^2 / (M_0 \omega_0^2)$, φ — угол между направлением внешнего поля и кристаллографической осью x (ось второго порядка). Тогда легко получить, что скорости упругих волн в данном направлении равны

$$\begin{aligned} v_1 &= \left(\frac{c_{44} - \Delta c}{\rho} \right)^{1/2}, \\ v_2 &= \left(\frac{c_{44}}{\rho} \right)^{1/2}, \\ v_3 &= \left(\frac{c_{33}}{\rho} \right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

где v_3 — скорость продольной волны, v_1 и v_2 — скорости поперечных волн. Из (4) можно видеть, что в рассматриваемом случае только одна поперечная мода v_1 будет связана с магнитной подсистемой. Подставляя скорости в уравнение (1), получим, что направление поляризации сдвиговых волн определяется направлением внешнего поля в базисной плоскости. Вектор смещения сдвиговой магнитоупругой моды направлен под углом 2φ к оси второго порядка. Единичные векторы поляризации нормальных сдвиговых мод равны

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_1 &= \begin{pmatrix} \cos 2\varphi \\ \sin 2\varphi \end{pmatrix}, \\ \mathbf{u}_2 &= \begin{pmatrix} -\sin 2\varphi \\ \cos 2\varphi \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

Волна произвольной поляризации может быть представлена как сумма нормальных мод, а результирующий вектор смещения в произвольной точке на пути распространения будет зависеть от фазовых соотношений между нормальными модами и, следовательно, от величины и направления внешнего магнитного поля.

При распространении вдоль оси x ($n_1 = 1, n_2 = n_3 = 0$) и ориентации поля под произвольным углом к кристаллографическим осям в базисной плоскости все компоненты тензора $\hat{\Gamma}$ отличны от нуля. Если магнитное поле параллельно оси x или y , тензор $\hat{\Gamma}$ имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= c_{11}; \quad \Gamma_{22} = c'_{66} = c_{66} - \Delta c_1; \\ \Gamma_{23} &= \Gamma_{32} = c'_{14} = c_{14} - \frac{1}{2} \Delta c_3; \\ \Gamma_{33} &= c'_{44} = c_{44} - \Delta c_2; \\ \Delta c_1 &= \frac{H_E (B_{11} - B_{12})^2}{M_0 (\omega_0/\gamma)^2}; \quad \Delta c_2 = \frac{H_E (2B_{14})^2}{M_0 (\omega_0/\gamma)^2}; \quad \Delta c_3 = \frac{4H_E B_{14} (B_{11} - B_{12})}{M_0 (\omega_0/\gamma)^2}. \end{aligned}$$

Скорости в этом направлении равны

$$v_1 = \left(\frac{c_{11}}{\rho} \right)^{1/2},$$

$$2\rho v_2^2 = c'_{66} + c'_{44} + \sqrt{(c'_{66} - c'_{44})^2 + 4c'^2_{14}}, \quad (6)$$

$$2\rho v_3^2 = c'_{66} + c'_{44} - \sqrt{(c'_{66} - c'_{44})^2 + 4c'^2_{14}},$$

v_1 — скорость продольной волны, v_2, v_3 — скорости поперечных волн. Таким образом, из (6) можно видеть, что скорости обеих поперечных мод зависят от внешнего поля. Поляризация определяется соотношением упругих модулей

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{u_y}{u_z} = \frac{2c'_{14}}{c'_{66} - c'_{44} + \sqrt{(c'_{66} - c'_{44})^2 + 4c'^2_{14}}},$$

здесь ψ — угол наклона вектора смещения в медленной поперечной моде относительно оси z . Расчет показывает, что при изменении поля от 4 до 0,1 кЭ угол ψ меняется от 30 до 20°. Если внешнее поле направлено под углом 45° к осям x и y , компоненты $\hat{\Gamma}$ имеют вид

$$\Gamma_{11} = c'_{11} = c_{11} - \Delta c_1;$$

$$\Gamma_{22} = c_{66}; \quad \Gamma_{33} = c_{44};$$

$$\Gamma_{23} = \Gamma_{32} = c_{14}.$$

В этом случае сдвиговые волны в линейном приближении не связаны с магнитной подсистемой, но продольная волна является магнитоупругой.

При распространении вдоль оси y , если внешнее поле направлено под углом 45° к осям x и y , существует поперечная волна с поляризацией вдоль x , имеющая скорость $v_1 = (c_{66}/\rho)^{1/2}$, и квазипродольная и квазипоперечная волны, связанные с магнитной подсистемой, скорости которых v_2 и v_3 соответственно определяются формулами

$$2\rho v_2^2 = c'_{11} + c'_{44} + \sqrt{(c'_{11} - c'_{44})^2 + 4c'^2_{14}},$$

$$2\rho v_3^2 = c'_{11} + c'_{44} - \sqrt{(c'_{11} - c'_{44})^2 + 4c'^2_{14}}.$$

Поляризация этих волн определяется углом наклона вектора смещения относительно оси y :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{u_y}{u_z} = \frac{2c'_{14}}{c'_{11} - c'_{44} + \sqrt{(c'_{11} - c'_{44})^2 + 4c'^2_{14}}}$$

и, как видно, зависит от величины внешнего поля. При изменении поля от 4 до 0,1 кЭ угол θ меняется от 5 до 8°.

Экспериментальное исследование проводилось на синтетических образцах гематита, имеющих размеры $4 \times 8 \times 2$ и $7 \times 3 \times 2$ мм вдоль осей x, y, z соответственно. Использовалась обычная импульсная методика. Для возбуждения упругих волн применялись кварцевые пьезоэлектрические преобразователи. Измерения осуществлялись в диапазоне частот от 10 до 45 МГц. Длительность импульсов была не более 0,5 мкс, что позволяло избежать интерференционных эффектов при отражении. Относительные изменения скорости $\Delta v/v$ регистрировались с точностью 0,2%.

На рис. 1 показаны зависимости скоростей магнитоупругих волн от напряженности магнитного поля. В направлении тригональной оси

z измерения проведены для произвольной поляризации сдвиговой волны, при этом выбиралась ориентация поля в соответствии с формулами (5). Максимальное относительное изменение скорости составило более

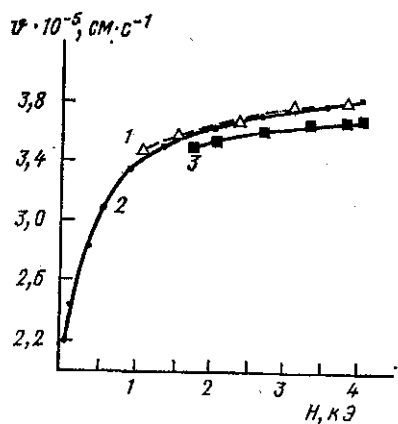


Рис. 1. Зависимость скорости магнитоупругих волн от напряженности внешнего магнитного поля (1 — $n||y$, 2 — $n||z$, 3 — $n||x$)

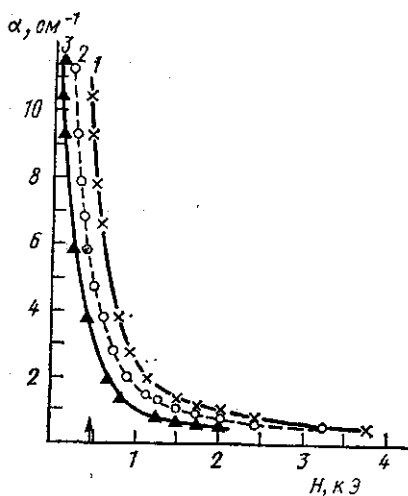


Рис. 2. Зависимость затухания магнитоупругих волн от напряженности внешнего магнитного поля (1 — 45 МГц; 2 — 10 МГц; 3 — 45 МГц, немагнитоупругая мода,

40%. На графике также приведены изменения скорости магнитоупругих волн вдоль осей x и y (поляризация параллельна z). Для этих направлений уменьшение магнитного поля приводило к интерференции нормальных мод на выходном преобразователе, которая затрудняла измерение скорости при напряженности менее 1 кЭ. Изменение скорости, полученное в эксперименте, составило более 10%.

На рис. 2 показаны графики зависимости затухания магнитоупругих волн вдоль оси z от напряженности поля для одного из образцов. На этом же рисунке приводится затухание немагнитоупругой сдвиговой моды (поляризация параллельна оси x , $\varphi = 45^\circ$). Для того чтобы убедиться в том, что зависимости правильно передают характер затухания, проведены эксперименты, в которых приемный преобразователь повернут на 90° относительно излучающего. Было обнаружено, что при уменьшении поля амплитуда перпендикулярной компоненты становится сравнимой с амплитудой параллельной компоненты поляризации, в то время как в соответствии с (3)—(5) поляризация не зависит от величины поля. Напряженность, при которой уже необходимо учитывать изменение поляризации, отмечена на графике стрелкой. Этот эффект может быть объяснен неоднородностью внутреннего магнитного поля и различием затухания магнитоупругой и немагнитоупругой волн в области малых полей (менее 0,5 кЭ). Достаточно сильный рост затухания при повышении частоты от 10 до 45 МГц; по-видимому, также объясняется рассеянием на внутренних неоднородностях.

Зависимость скорости и поляризации от магнитного поля позволяет управлять поляризацией магнитоупругой волны в гематите. Результирующий вектор смещения сдвиговой волны, распространяющейся в направлении z , на выходе кристалла может быть представлен как сумма двух нормальных волн

$$u_1 = u_0 \cos 2\varphi \cos[2\pi f(t - l/v_1)], \quad (7)$$

$$u_2 = u_0 \sin 2\varphi \cos[2\pi f(t - l/v_2)],$$

где v_1 и v_2 определяются формулами (4), l — размер кристалла вдоль оси z , f — частота. В общем случае поперечная волна будет эллиптически поляризована. Параметры эллипса определяются амплитудами нормальных мод и разностью фаз

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi f(v_2 - v_1)l}{v_1 v_2}.$$

При $\Delta\Phi = (2n+1)\pi/2$ будет наблюдаться круговая поляризация, при $\Delta\Phi = n\pi$ эллипс вырождается в прямую. Если амплитуды u_1 и u_2 одинаковы (т. е. $2\varphi = 45^\circ$), то равенство $\Delta\Phi = (2n+1)\pi$ выражает условие поворота поляризации на 90° от параллельной оси x , заданной на входе, до перпендикулярной оси x на выходном преобразователе. Отсюда легко найти соответствующую такой разности фаз скорость магнитоупругой волны:

$$v_1 = \frac{2fv_2}{2fl + v_2(2n+1)}$$

и из формул (2), (4) или из графика $v(H)$ (см. рис. 1) определить необходимое управляющее поле. Подставляя $l = 2$ мм, $v_2 = 4 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, $f = 12$ МГц, $n = 0$, получим величину напряженности поля, необходимую для поворота плоскости поляризации на 90° , равную 2,6 кЭ. Из экспериментальной зависимости амплитуды прошедшего импульса от угла φ , приведенной на рис. 3, видно, что при $H = 2,6$ кЭ амплитуда практи-

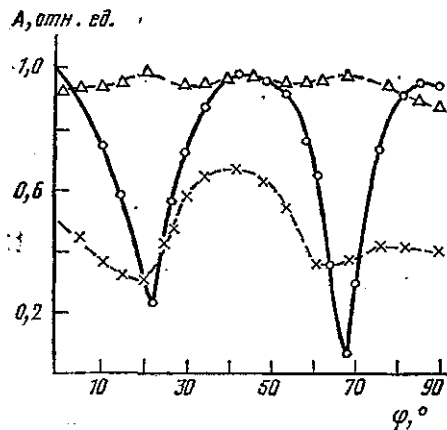


Рис. 3. Зависимость амплитуды волны от направления магнитного поля (O — 2,6 кЭ; Δ — 1,4 кЭ; × — 0,625 кЭ)

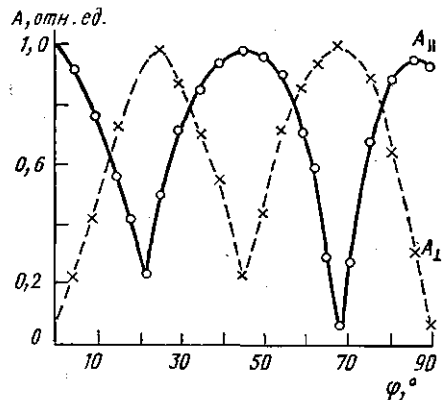
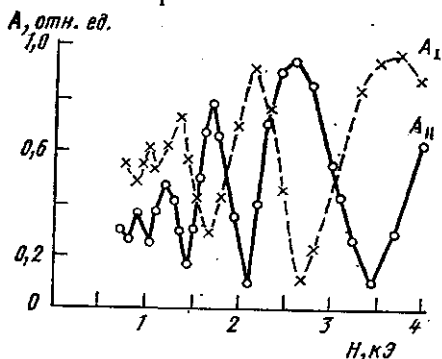


Рис. 4. Зависимость амплитуд параллельной и перпендикулярной оси x компонент поляризации от направления магнитного поля

чески уменьшается до нуля, когда $\varphi = 22,5^\circ$ ($67,5^\circ$). Значению $H = 1,4$ кЭ соответствует $\Delta\Phi = 2\pi$. В этом случае независимо от направления внешнего поля амплитуда и поляризация на выходе кристалла сохраняются, в то время как скорость меняется от $3,5 \cdot 10^5$ см·с⁻¹ ($\varphi = 0$) до $4 \cdot 10^5$ см·с⁻¹ ($\varphi = 45^\circ$). При дальнейшем уменьшении поля на характер зависимости влияет различие затухания магнитоупругой и упругой моды. На рис. 4 показаны графики изменения амплитуды параллельной и перпендикулярной оси x компонент поляризации от угла φ для

$H=2,6$ кЭ, которые демонстрируют поворот плоскости поляризации на 90° . Аналогичного эффекта управления поляризацией волны в гематите можно добиться, меняя величину магнитного поля при $\varphi = \text{const}$. Такие экспериментальные зависимости приведены на рис. 5. Уменьшение глубины модуляции амплитуды при снижении поля объясняется в основном различием затухания нормальных мод, что эквивалентно различию амплитуд складывающихся волн (7), и, очевидно, может быть компенсировано изменением угла φ .



Проведенные исследования показали, что затухание и поляриза-

ция магнитоупругих волн в гематите сильно зависят от величины и направления внешнего магнитного поля. Эти эффекты могут быть использованы для создания магнитоакустических устройств с управляемой поляризацией.

Рис. 5. Зависимость амплитуд параллельной и перпендикулярной оси x компонент поляризации от напряженности магнитного поля ($\varphi=22,5^\circ$; $f=45$ МГц)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Seavey M. H. Solid State Comm., 1972, 10, p. 219. [2] Максименков П. П., Ожогин В. И. ЖЭТФ, 1973, 65, с. 657. [3] Бережнов В. В., Евтихийев Н. Н., Преображенский В. Л., Экономов Н. А. Радиотехн. и электроника, 1983, № 2, с. 376. [4] Лямов В. Е. Поляризационные эффекты и анизотропия взаимодействия акустических волн в кристаллах. М.: Изд-во МГУ, 1983. [5] Ожогин В. И., Преображенский В. Л. ЖЭТФ, 1977, 73, с. 989.

Поступила в редакцию
25.09.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 5

УДК 536.758

О ТРОЙНЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ В ЖИДКОСТЯХ

П. В. Елютин

(кафедра квантовой радиофизики)

Задача определения последовательности n -частичных функций распределения $g_n(r_1, r_2, \dots, r_n)$ является одной из основных в статистической механике [1]. Двухчастичная функция $g_2(r_{12})$, определяющая в системе с парным взаимодействием большинство равновесных термодинамических свойств, может быть вычислена из экспериментальных данных по рассеянию. Трехчастичную функцию распределения g_3 представим в виде

$$g_3(r_1, r_2, r_3) = G\chi, \quad G = g_2(r_{12})g_2(r_{23})g_2(r_{31}).$$

Она несет информацию об угловых корреляциях и входит в выражения, определяющие производные от g_2 по термодинамическим параметрам, что дает возможность экспериментального определения некоторых функционалов от g_2 [2].

Априорно функция χ должна быть инвариантна при перестановке