Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.4, стр.317 - 321 © 1997г. 25 февраля

АКУСТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ СВЕТА, СВЯЗАННАЯ С МОДУЛЯЦИЕЙ ЕГО ПОЛЯРИЗАЦИИ, В ЛЕГКОПЛОСКОСТНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Е.А.Туров[1)]

Институт физики металлов Уральского отделения РАН

620219 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 27 декабря 1996 г.

Рассчитана интенсивность акустической дифракции света в легкоплоскостном антиферромагнетике в режиме Рамана – Ната за счет фотоупругого взаимодействия антиферромагнитного происхождения. Рассмотрен случай, когда в линейном по звуковым деформациям приближении модуляция показателя преломления отсутствует и весь эффект связан с линейной модуляцией поляризации света. Произведены количественные оценки для $FeBO_3$.

PACS: 75.25.+z

В антиферромагнетиках типа "легкая плоскость" (ЛП) (например, $FeBO_3$) может существовать фотоупругое взаимодействие (ФУВ), обусловленное акустической модуляцией антиферромагнитной части диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\alpha\beta}$ [1]. Для него характерно так называемое обменное усиление, благодаря которому антиферромагнитный вклад в ФУВ оказывается сравнимым по величине с ФУВ известных акустооптических материалов (например, ниобата лития и сапфира). Преимущество антиферромагнитного вклада состоит в том, что он сильно зависит от величины и направления магнитного поля $\mathbf{H}$.

В статье [1] была рассмотрена акустическая дифракция света применительно к антиферромагнетикам α-Fe_2O_3 и $FeBO_3$ в режиме Брэгга, требующем (по крайней мере, для указанных антиферромагнетиков) достаточно высоких звуковых частот ($\Omega/2\pi > 100\,$МГц) и сравнительно толстых образцов ($d > 1\,$см). Этот режим соответствует условию [2]

$$Q = \frac{2\pi\lambda d}{n\Lambda^2} \gg 1. \tag{1}$$

Здесь d – толщина звукового пучка, проходимая светом, λ и Λ – длины волн света и звука, n – показатель преломления для света.

С точки зрения экспериментальных возможностей, по-видимому, более благоприятным является режим дифракции Рамана – Ната (ДРН), характерный для достаточно тонких пластинок и сравнительно низких частот звука. Известно, что акустооптическая ячейка работает в режиме Рамана – Ната практически уже при $Q < 10$ [3]. А между тем для значений параметров, входящих в Q (1), например, для $FeBO_3$ [1], при частоте звука $\Omega/2\pi = 100\,$МГц и толщине $d = 1\,$мм находим величину $Q = 0.6$, которая быстро уменьшается с уменьшением Ω. Рассматривая в этой заметке ДРН, автор имеет целью показать наличие в данном случае нового механизма ДРН, связанного не с

1) e-mail: theormag@ifm.e-burg.su

модуляцией показателя преломления, обычно учитываемой причиной ДРН [2], а с модуляцией вектора поляризации света. Эта модуляция обусловлена поворотами вектора антиферромагнетизма L, вызванными упругими (звуковыми) деформациями благодаря магнитоупругому взаимодействию [1, 4]. При некоторых условиях этот канал ДРН может оказаться не только более эффективным, чем обычный, через показатель преломления, но и приводит к существенно отличному результату.

Рассматривается антиферромагнетик с обменной магнитной структурой $\bar{1}(+)3(+)2(-)$ [4, 5] в ориентационном состоянии с $L \perp 3 \parallel Z$ (ЛП). Оси координат в плоскости базиса направлены так, чтобы $X \parallel H \parallel M \perp Z$ (M – суммарная намагниченность) и $Y \parallel L$. Пусть вдоль оси X распространяется упругая волна с угловой частотой Ω и волновым вектором $q \parallel x$. Ей соответствуют поперечные деформации с

$$e_{x\alpha} = a_\alpha \sin(qx - \Omega t), \quad \alpha = y, z. \tag{2}$$

При условии, что $\Omega \ll \omega_{\rm AFMR}$ нижней частоты АФМР, эти деформации осуществляют квазиравновесный поворот (осцилляции) вектора L в плоскости XY на угол φ, определяемый уравнением [1]

$$\sin\varphi = -L_x/L = -2(U_\alpha e_{x\alpha}), \tag{3}$$

Здесь U_α – коэффициенты упомянутого обменного усиления, которое в полях 50 - 100Э достигает величины порядка 10^4.

Будем рассматривать рассеяние света с частотой ω и волновым вектором $k \parallel Z$, в котором задействованы компоненты тензора $\epsilon_{\alpha\beta}$ [4]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_0 + b_2 L_y^2 + c_1 L_y H_x, \\ \epsilon_{yy} &= \epsilon_0 + b_1 L_y^2 - c_2 L_y H_x, \\ \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} &= [(b_1 - b_2)L_y - \frac{1}{2}(c_1 + c_2)H_x]L_x. \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь $L_y \approx L$ и оставлены слагаемые не выше первой степени по L_x (и, следовательно, по $e_{\alpha\beta}$). Показатели преломления нормальных световых мод и их поляризация определяются соответственно соотношениями

$$n_{1,2}^2 = \frac{\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}}{2}\right)^2 + \epsilon_{xy}^2}, \tag{5}$$

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_1 = -\left(\frac{E_x}{E_y}\right)_2 \simeq \frac{\epsilon_{xy}}{\epsilon_{xx} - \epsilon_{yy}} \equiv -A(x,t), \tag{6}$$

где, согласно (3) - (6),

$$A = (1 - h)2U_\alpha a_\alpha \sin(qx - \Omega t). \tag{7}$$

Через $h = (c_1 + c_2)H_x/2(b_2 - b_1)L$ здесь обозначена величина, представляющая (по порядку величины) относительный полевой вклад в полуразность ϵ_{xx} и ϵ_{yy}. Для малых полей H_x, при которых достаточно велики коэффициенты

U_α в (3), можно полагать, что $h \ll 1$. Кроме того, при получении (5) и (6) учитывалось, что частота света $\omega \gg \Omega$ (в нашем случае $\Omega/\omega \lesssim 10^{-7}$).

Из (5) с учетом (3) и (4) видно, что показатели преломления $n_{1,2}$ в линейном по деформациям приближении равны

$$n_{10} = \sqrt{\epsilon_{xx}}, \quad n_{20} = \sqrt{\epsilon_{yy}}, \tag{8}$$

откуда следует, что в этом приближении звук на них не влияет. В то же время поляризационные соотношения (6) модулируются деформациями (2) линейным образом.

Причем, далее, для амплитуды входящего света ($Z = 0$) граничные условия вида

$$\begin{aligned} E_x(0) &= E_{x1}(0) + E_{x2}(0) = E_0, \\ E_y(0) &= E_{y1}(0) + E_{y2}(0) = 0. \end{aligned} \tag{9}$$

Совместно с уравнениями (6) это дает

$$\begin{aligned} E_{1x}(0) &= \frac{E_0}{1 + A^2}, \quad E_{1y}(0) = \frac{E_0 A}{1 + A^2}, \\ E_{2x}(0) &= \frac{E_0 A^2}{1 + A^2}, \quad E_{2y}(0) = -\frac{E_0 A}{1 + A^2}. \end{aligned} \tag{10}$$

Учитывая различие фаз оптических мод 1 и 2 (из-за различия показателей преломления (8)) и используя выражения (10) для их амплитуд, для поля $E(x, z, t)$ на выходе (при $Z = d$) получаем:

$$\begin{aligned} \frac{E_x}{E_0} &= \frac{1}{1 + A^2} \left[\exp\left(i\frac{\omega}{c} n_{10} d\right) + A^2 \exp\left(i\frac{\omega}{c} n_{20} d\right)\right] \exp(-i\omega t), \\ \frac{E_y}{E_0} &= \frac{A}{1 + A^2} \left[\exp\left(i\frac{\omega}{c} n_{20} d\right) - \exp\left(i\frac{\omega}{c} n_{10} d\right)\right] \exp(-i\omega t). \end{aligned} \tag{11}$$

Вещественные части $r_{x,y} \equiv \mathrm{Re}(E_{xy}/E_0)$ с учетом выражения (7) для A приводятся к виду

$$r_x = \cos\left(\frac{\omega}{c} n_{10} d - \omega t\right), \tag{12}$$

$$\begin{aligned} r_y = 2(1 - h) U_\alpha a_\alpha \sin\left[\frac{\omega}{c} \frac{n_{10} - n_{20}}{2} d\right] \times \\ \times \left\{\cos\left[\frac{\omega}{c} nd + qx - (\omega + \Omega)t\right] - \cos\left[\frac{\omega}{c} nd - qx - (\omega - \Omega)t\right]\right\}, \end{aligned} \tag{13}$$

$$n = (n_{10} + n_{20})/2.$$

При этом, оставаясь в рамках линейного приближения по амплитудам деформаций a_α, мы приняли, что $A^2 \ll 1$. Оставление в (13) частоты Ω в аргументах косинусов рядом с ω имеет, конечно, чисто символическое значение, поскольку при выводе (5) и (6) слагаемыми порядка Ω/ω пренебрегалось. Такая запись более наглядно демонстрирует, что здесь речь идет о процессах рассеяния света с поглощением или испусканием одного фонона.

Таким образом, после прохождения света через звуковой пучок, кроме нерассеянной волны (12), возникают две рассеянные волны с частотами $\omega \pm \Omega$ и фронтами, симметрично отклоненными от исходной волны на углы

$$\theta_{1,2} \approx \sin\theta_{1,2} = \pm q/k = \pm(\Omega/2\pi)\lambda/vn, \tag{14}$$

где $k = \omega n/c$. Ситуация совершенно аналогична дифракции в режиме Брэгга, при которой, как и здесь, в отличие от обычной ДРН, вся рассеянная интенсивность уходит в дифракцию первого порядка. При этом выполняется закон сохранения энергии – суммарная интенсивность прошедшего света равна интенсивности падающего:

$$|r_x(0)|^2 + |r_y(0)|^2 = |r_x(d)|^2 + |r_y(d)|^2 = 1$$

(Проверку проще провести, используя точные формулы (11).) Важно также отметить, что дифрагированные волны имеют поляризацию, повернутую на $\pi/2$ относительно падающей волны.

Теперь о звуковых волнах, на которых удобно проводить эксперимент. Для более простой интерпретации желательно, чтобы это были нормальные акустические моды. Рассмотрим две подходящие ситуации.

Вариант 1: $\mathbf{H} \parallel 2$ (ось симметрии второго порядка), звук поляризован вдоль оси Z: $u \parallel Z$. Хотя такой звук не является чистой акустической модой для тригонального кристалла, так как последняя содержит также компоненту u_y, но отношение u_y/u_x достаточно мало (снова имеется в виду $FeBO_3$), порядка 0.1 для полей $H \approx 50 - 100$ Э. Скорость этих волн $v \approx 4 \cdot 10^5$ см/с.

Вариант 2: $\mathbf{H} \perp 2$. В этом случае чистой акустической модой является звук с поляризацией $u \parallel Y \parallel L$ (при $q \parallel X \parallel H$). Его скорость $v \approx 6 \cdot 10^5$ см/с.

Заметим, что при рассматриваемых малых полях $H \approx 50 - 100$ Э фактически мы имеем дело не с обычными упругими, а с магнитоупругими волнами, скорость которых v с изменением H может изменяться на десятки процентов [4, 6]. Сказанное означает, что углы отклонения $\theta_{1,2}$ (14) также зависят от H.

В заключение приведем некоторые количественные оценки, относящиеся к $FeBO_3$. (Численные значения необходимых параметров приведены в [1].) Угол $|\theta_{1,2}|$ для двух рассмотренных выше ситуаций при частоте звука $\Omega/2\pi = 100$ МГц равен приблизительно $0°20' - 0°10'$. Интенсивность рассеяния в зависимости от толщины определяется множителем $\sin[(n_{10} - n_{20})d\omega/2c]$ в (13) и, следовательно, максимальна при $d \equiv d_{max} = (2p+1)\lambda/2(n_{10} - n_{20})$, где p – целые числа. При $p = 0$ получаем $d_{max} = 1.75$ мм. При таких толщинах (которые можно менять также магнитным полем) множитель $2U_\alpha a_\alpha$ в (13) дает относительную амплитуду рассеянных волн с $\alpha \equiv z$ для первого и $\alpha = y$ для второго вариантов. Через a_α (см. (2)) величина r_y зависит от мощности звукового потока $I_s = 2\rho v_\alpha^3 a_\alpha^2$, так что при $I_s = (1 \div 10)$ Вт/см^2 имеем, например,

$$2(U_z a_z) = |\sin\varphi|_{max} = 0.16 \div 0.52.$$

Второе (бóльшее) число, строго говоря, уже выходит за рамки сделанных приближений ($\sin^2\varphi \ll 1$), но все же по порядку величины дает правильный результат. Через U_α величина r_y зависит от H (см. формулы (25) и (16) в статье [1]), и таким образом с помощью магнитного поля можно управлять (и, в частности, модулировать с определенной частотой) не только угол, но и интенсивность дифрагированного света.

Представляет интерес рассмотреть также случай поля H || Z, когда линейная звуковая модуляция может иметь место как для показателя преломления, так и для поляризации света, но это будет сделано в другой публикации.

Автор благодарен М.И.Куркину за полезное обсуждение, а также Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку работы (гранты 96-02-16489 и 95-02-07231).

---

1. Е.А.Туров, ЖЭТФ **98**, 655 (1990).
2. А.Ярив, Д.Руайе, *Оптические волны в кристаллах*, М.: Мир, 1987.
3. Дж.Н.Ли, Э.Вандерлугт, ТИИЭР **77**, №10, 158 (1989).
4. Е.А.Туров, *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, Свердловск: Изд. УрО РАН, 1990.
5. Е.А.Туров, УФН **164**, 325 (1994).
6. В.И.Ожогин, В.Л.Преображенский, УФН **155**, 593 (1985).