

ченных с помощью окиси четырехвалентного металла (TiO_2 , SnO_2 и т. д.), спектры КРС будут содержать такое же количество линий.

Авторы благодарят В. А. Беляева за предоставление образцов.

Литература

- [1] S. L. Hou, D. S. Oliver. Appl. Phys. Letters, 18, 325, 1971.
- [2] S. C. Abrahams, P. V. Jamieson, J. L. Bernstein. J. Chem. Phys., 47, 4034, 1967.
- [3] S. C. Abrahams, J. L. Bernstein, C. Svenson, J. Chem. Phys., 71, 788, 1979.
- [4] S. Venugopalan, A. K. Ramdas. Phys. Rev., B, 5, 4065, 1972.
- [5] Б. Х. Байрамов, Б. П. Захарченя, Р. В. Писарев, З. М. Хашхожев. ФТТ, 13, 3366, 1971.
- [6] Б. Х. Байрамов, Б. П. Захарченя, З. М. Хашхожев. ФТТ, 13, 3412, 1971.
- [7] Б. Х. Байрамов, И. С. Рез, З. М. Хашхожев, В. И. Цанев. ФТТ, 14, 1711, 1972.
- [8] W. Wojdowski, T. Lukasiewicz, W. Nazarewicz, J. Zmija. Phys. stat. sol. (b), 94, 649, 1979.
- [9] Г. А. Бабонас, Ю. Г. Зарецкий, Г. А. Курбатов, Ю. И. Уханов. ФТТ, 24, 626, 1982.
- [10] Г. А. Бабонас, Е. А. Жогова, Ю. Г. Зарецкий, Г. А. Курбатов, Ю. И. Уханов, Ю. В. Шмарцев. ФТТ, 24, вып. 6, 1982.

Поступило в Редакцию 20 июля 1981 г.

УДК 548.0 : 535.56

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОГЛОЩАЮЩИХ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ СРЕДНЕЙ И ВЫСШЕЙ КАТЕГОРИЙ

С. С. Гиргель

1. В работах [1-3] проводилось общее феноменологическое исследование поляризации плоских электромагнитных волн в прозрачных и поглощающих магнитоупорядоченных кристаллах. В настоящей работе исследуются более детально поглощающие среды средней и высшей категорий, обладающие магнитной структурой. Как и ранее, оптические свойства таких веществ в оптическом диапазоне частот будем описывать одним комплексным неэрмитовым тензором обратной диэлектрической проницаемости ϵ^{-1} , полагая $\mu = 1$.

В кристаллах следующих 19 классов магнитной симметрии: 3 , $\bar{3}$, $\bar{3}m'$, $3m'$, $32'$, 4 , $\bar{4}$, $4/m$, $4m'm'$, $4mm'm'$, $\bar{4}2'm'$, $42'2'$, 6 , $\bar{6}$, $6/m$, $6m'm'$, $62'2'$, $\bar{6}m'2'$, $6/mm'm'$, соответствующих тригональной, тетрагональной и гексагональной системам, а также в текстурах 5 магнитных классов ∞ , $\infty 1'$, ∞/m , ∞/m' , $\infty/m1'$ тензор ϵ^{-1} может быть представлен в следующей инвариантной [4] форме

$$\epsilon^{-1} = \chi_0 + (\chi_e - \chi_0) \mathbf{e} \cdot \mathbf{e} + iG\mathbf{e} \times \mathbf{e}. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{G} = G\mathbf{e}$ — вектор гирации, \mathbf{e} — единичный действительный вектор оптической оси, $(\chi_e - \chi_0)$ — параметр анизотропии. Векторы напряженностей магнитного поля собственных изонормальных плоских монохроматических волн равны [1-3]

$$\mathbf{H}_{\pm} = \mathbf{h}_{\pm} + i\gamma \mathbf{h}_{\mp}, \quad \mathbf{h}_{+} = [n\mathbf{e}], \quad \mathbf{h}_{-} = [n[n\mathbf{e}]], \quad (2)$$

$$\gamma = \operatorname{tg} [(1/2) \operatorname{arc} \operatorname{tg} (2nG/(\chi_e - \chi_0) [n\mathbf{e}]^2)], \quad (3)$$

где векторы \mathbf{h}_{+} , \mathbf{h}_{-} задают главные направления в фазовой плоскости волн, а \mathbf{n} — единичный вектор нормали. В отсутствие поглощения \mathbf{h}_{+} и \mathbf{h}_{-} фиксируют направления полусей эллипсов поляризации собственных мод, а действительный параметр γ равен их эллиптичности (отношение полусей эллипса поляри-

зации). При учете поглощения величина γ является уже комплексной, тогда [3] эллиптичности γ_{\pm} обеих изонормальных волн равны

$$\gamma_{\pm} = \pm \operatorname{tg} \left\{ (1/2) \arcsin [2 \operatorname{Re} \gamma / (1 + |\gamma|^2)] \right\}, \quad (4)$$

а главные оси эллипсов поляризации волн уже не ортогональны, а повернуты в противоположных направлениях относительно векторов $\hat{\mathbf{h}}_{\pm}$ на один и тот же угол φ_{\pm}

$$\operatorname{tg} 2\varphi_{\pm} = \pm \operatorname{Im} 2\gamma / (|\gamma|^2 - 1). \quad (5)$$

Запишем γ в следующем виде

$$\gamma = \sqrt{1 + \rho^2} - \rho, \quad \rho = \sin^2 \theta / (2p \cos \theta), \quad (6)$$

$$p = G / (\chi_e - \chi_o), \quad (6a)$$

где θ — угол между векторами \mathbf{n} и \mathbf{c} . Комплексный параметр p , равный отношению параметров гиротропии G и анизотропии $(\chi_e - \chi_o)$, определяет характер поляризации.

Пусть величина p действительна. Тогда собственные волны поляризованы так же, как и в прозрачном кристалле, т. е. главные оси эллипсов поляризации обеих волн ортогональны, эллиптичности их равны, а направления вращения противоположны.

Второй предельный случай наблюдается, когда p — чисто мнимая величина. Из (4)—(6) следует тогда, что при постепенном изменении угла θ от 90° в сторону его уменьшения, векторы поляризации обеих волн остаются линейными и поворачиваются навстречу друг другу относительно направлений $\hat{\mathbf{h}}_{+}$ и $\hat{\mathbf{h}}_{-}$ на углы

$$\operatorname{tg} \varphi_{\pm} = \pm (|p| - \sqrt{|p|^2 - 1}), \quad (7)$$

пока наконец не становятся параллельными друг другу при угле $\theta = \theta_x$, удовлетворяющему условию [3]

$$\cos \theta_x = \sqrt{|p|^2 + 1} - |p|. \quad (8)$$

При дальнейшем уменьшении угла θ от θ_x до 0° главные оси эллипсов поляризации волн остаются параллельными друг другу, зато у волн появляется эллиптичность, равная

$$\gamma_{\pm} = \pm [(1 - |p|) / (1 + |p|)]^{1/2}. \quad (9)$$

Наконец, вдоль оси \mathbf{c} обе волны, как известно, поляризованы по кругу с противоположным направлением вращения.

В общем случае параметр p является комплексным. Тогда при $\theta \neq 90^\circ$ обе волны будут всегда эллиптическими, а их главные оси эллипсов поляризации — неортогональными и непараллельными. При постепенном уменьшении угла θ от 90° к 0° происходит монотонное увеличение эллиптичностей γ_{\pm} обеих волн от нуля до единицы и уменьшение угла $2\varphi_{\pm}$ от 90° при $\theta = 90^\circ$ до

$$2\varphi_{\pm} = \arctg (\operatorname{Im} p / \operatorname{Re} p) \quad (10)$$

при угле θ , стремящейся к нулю.

2. Условие (8), как показано в [3], соответствует сингулярному направлению в кристалле, вдоль которого исчезает двупреломление и обе собственные волны вырождаются в одну, линейно-поляризованную. Остановимся на этом вопросе подробнее. Для дальнейшего анализа удобнее перейти от обратного ϵ^{-1} к прямому тензору ϵ

$$\epsilon = \hat{\epsilon} + ig^{\times}, \quad \hat{\epsilon} = \epsilon_o + (\epsilon_e - \epsilon_o) \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}, \quad \mathbf{g} = g\mathbf{c} \quad (11)$$

в следующей форме

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_1 + i\epsilon_2, \quad \Delta\epsilon = \epsilon_o - \epsilon_e = \Delta\epsilon_1 + i\Delta\epsilon_2, \quad \mathbf{g} = g_1 + ig_2. \quad (12)$$

Здесь индексами 1 и 2 помечены действительные и мнимые части соответствующих комплексных величин. Полагая далее

$$\chi_o \approx 1/\epsilon_o, \quad \chi_e \approx 1/\epsilon_e, \quad G \approx -g/(\epsilon_o \epsilon_e), \quad (13)$$

и выделяя в (6а) действительные и мнимые части, находим, что при выполнении следующего ограничения

$$F = g_1 \Delta \varepsilon_1 + g_2 \Delta \varepsilon_2 = 0, \quad (14)$$

налагаемого на комплексные параметры анизотропии $\Delta \varepsilon$ и гиротропии g кристалла, коэффициент p определяет действительный круговой конус сингулярных линейных осей (8) и равен

$$\pm |p| = g_1 / \Delta \varepsilon_2 = -g_2 / \Delta \varepsilon_1. \quad (15)$$

Покажем путем анализа известных в литературе [5, 6] экспериментальных данных, что условие (14) действительно должно выполняться для некоторых магнитоупорядоченных кристаллов в определенных участках спектра. В работе [5] представлены экспериментально измеренные дисперсионные кривые $\varepsilon = \varepsilon(\lambda)$, $g = g(\lambda)$ для кристалла марганцевого феррита MnFe_2O_4 . Это кубический кристалл типа шпинели в парамагнитной фазе. Брался образец толщиной 5 мкм, намагничивался вдоль кристаллографической оси четвертого порядка, измерения проводились в видимой области спектра. В последующей статье тех же авторов [6] описаны измеренные по усовершенствованной методике дисперсионные кривые магнитооптических параметров $g_1(\lambda)$, $g_2(\lambda)$, $\Delta \varepsilon_1(\lambda)$, $\varepsilon_2(\lambda)$ на прежнем образце.

В настоящей работе, используя эти данные, по формуле (14) была рассчитана и построена графическая зависимость введенного нами параметра F от длины волны излучения, падающего на исследуемый кристалл. Измеренные величины $g_1(\lambda)$ и $g_2(\lambda)$ в [5] и [6] несколько отличаются, поэтому были построены две кривые $F(\lambda)$. При этом параметры ε_1 , ε_2 , $\Delta \varepsilon_1$, $\Delta \varepsilon_2$ брались в обоих случаях одинаковыми. Расчет показал, что для марганцевого феррита зависимость параметра F от длины световой волны носит сложный немонотонный характер и, как мы и ожидали, на двух частотах $F(\lambda)$ действительно обращается в нуль, что указывает на наличие конуса линейных сингулярных осей в кристалле на этих частотах. Наиболее вероятным представляется существование линейных направлений на длине волны $\lambda_1 = 0.457$ мкм, так как в этой точке обе кривые $F(\lambda)$ проходят через нуль. Для этой длины волны [5, 6] $\varepsilon_1 = 3.92$, $\varepsilon_2 = 3.19$, $\Delta \varepsilon_1 = -4 \cdot 10^{-5}$, $\Delta \varepsilon_2 = -8 \cdot 10^{-5}$. Согласно [5], при этом $g_1 = 1.42 \cdot 10^{-2}$, $g_2 = -1.36 \cdot 10^{-2}$, а согласно [6] — $g_1 = 1.23 \cdot 10^{-2}$; $g_2 = -0.9 \cdot 10^{-2}$. Тем не менее рассчитанные углы θ_1 конуса сингулярных осей совпадают для обеих серий измерений и равны $\theta_1 \approx 89^\circ$. Менее вероятно наличие линейных осей в этом кристалле на длине волн $\lambda_2 = 0.597$ мкм, поскольку только, согласно данным [6], функция $F(\lambda_2)$ обращается в нуль. В этой точке $\varepsilon_1 = 5.5$, $\varepsilon_2 = 2.49$, $g_1 = -5.0 \cdot 10^{-3}$, $g_2 = -6.5 \cdot 10^{-3}$, $\Delta \varepsilon_1 = -1.30$, $\Delta \varepsilon_2 = 1.0 \cdot 10^{-3}$, $\theta_2 \approx 84^\circ$. Таким образом, оба угла θ оказались близкими к $\pi/2$. Это означает, в частности, что для рассчитанных длин волн λ_1 , λ_2 в данном феррите почти по всем направлениям должны возбуждаться две собственные изонормальные волны с противоположными направлениями вращения и параллельными главными полуосями эллипсов поляризации.

Известно [4], что вдоль круговых оптических осей, возможных в поглощающих негиротропных кристаллах низшей категории, наряду с циркулярной может возбуждаться и волна Фойгта, векторная амплитуда которой линейно зависит от координат, а поляризация непрерывно изменяется по мере ее распространения. Разумеется, вдоль линейных сингулярных направлений, возможных только в поглощающих гиротропных средах, как и вдоль круговых, также могут распространяться плоские волны типа Фойгта.

В магнитоупорядоченных кристаллах со структурой типа шпинели или граната с помощью прилагаемого внешнего магнитного поля, можно в широких пределах изменять направления сингулярных осей, что будет вызывать модуляцию проходящего или отраженного от пластинки света по фазе, интенсивности и поляризации. Изучение особенностей распространения света в кристаллах с магнитной структурой представляет интерес, поскольку такие кристаллы в последнее время начинают успешно применяться в различного рода устройствах записи и оптической обработки информации [7].

3. В кристаллах остальных магнитных классов средней категории и в 11 магнитных классах текстур $\infty/m\bar{m}$, $\infty/m\bar{m}'$, $\infty/m\bar{m}1'$, $\infty/m'2$, $\infty/m'2'$, ∞/m , ∞/m' ,

$\infty m1'$, $\infty 2$, $\infty 2'$, $\infty 21'$ наличие спонтанного момента запрещено магнитной симметрией. Это означает, что магнитная гиротропия в таких средах отсутствует ($G=0$), а тензор диэлектрической проницаемости имеет такой же вид, как и в немагнитных поглощающих кристаллах средней категории. Здесь по любому направлению могут возбуждаться обыкновенная и необыкновенная изонормальные ортогональные линейно поляризованные (по вектору \mathbf{H}) волны, а вектор \mathbf{e} определяет обычную изотропную оптическую ось [4].

Наконец, у всех магнитных кристаллов кубической системы, являющихся скомпенсированными антиферромагнетиками, а также в 5 магнитных классах текстур $\infty \infty m$, $\infty \infty m'$, $\infty \infty m1'$, $\infty \infty$, $\infty \infty 1'$ диэлектрическая проницаемость ϵ является скалярной величиной и отсутствует двушломление, поэтому в отношении оптических свойств они ведут себя как изотропные среды.

Литература

- [1] Б. В. Бокуть, С. С. Гиргель. Кристаллография, 21, 264, 1976.
- [2] Б. В. Бокуть, С. С. Гиргель. Кристаллография, 21, 269, 1976.
- [3] Б. В. Бокуть, С. С. Гиргель. Кристаллография, 25, 22, 1980.
- [4] Ф. И. Федоров. Теория гиротропии. «Наука и техника», Минск, 1976.
- [5] А. В. Малаховский, И. С. Эдельман, Г. Г. Васильев. ФТТ, 14, 799, 1972.
- [6] А. В. Малаховский, И. С. Эдельман, Г. Г. Васильев. ФТТ, 14, 698, 1972.
- [7] Г. А. Смоленский, В. В. Леманов. Ферриты и их техническое применение. «Наука», Л., 1975.

Поступило в Редакцию 19 августа 1981 г.

УДК 535.37 : 546.131

СПЕКТРЫ ФОТОСТИМУЛЯЦИИ ВСПЫШКИ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ХЛОРИДА СЕРЕБРА

А. Н. Латышев, М. А. Кушнир и В. В. Бокарев

Фотостимулированная вспышка люминесценции применялась для изучения глубоких ловушек в галогенидах серебра [1-3]. Однако наиболее важные для фотохимических процессов в этих кристаллах центры, возникающие при воздействии света, соответствующего нормальным фотографическим экспозициям, ранее не обнаруживались. Для этого необходимы прецизионные измерения как интенсивности вспышки в начальный момент, так и полной светосуммы, измеренной за достаточно большое время [4].

Такие измерения нужно проводить при вспышке, возникающей после затухания фосфоресценции. Если убывание интенсивности вспышки идет по экспоненциальному закону, то интенсивность в начальный момент времени $I(0)$ пропорциональна произведению концентрации электронных ловушек на их эффективное сечение поглощения стимулирующего света. Светосумма S , измеренная до полного затухания вспышки, в этом случае пропорциональна только концентрации ловушек. Введем отношение величин $K=I(0)/S$, которое несет информацию об эффективном сечении поглощения света исследуемыми центрами. На практике в качестве K использовалось отношение светосуммы, измеренной за первые 0.1 с ($S_{0.1}$), к светосумме за 100 с (S_{100}).

Для проведения исследований нами была использована специально изготовленная аппаратура. Применение для измерения светового потока фотоумножителя, работающего в режиме «счета фотонов», позволило получить высокую чувствительность, а в сочетании с многоканальным временным анализатором дало возможность измерять кинетику затухания вспышки с весьма большим динамическим диапазоном [5]. Исследования проводились на микрокристаллах хлористого серебра с размером 0.2 до 0.5 мкм, находящихся в инертной желатиновой матрице. Такой выбор образцов позволил проводить контроль световой