

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ МАГНИТНОЙ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ГИРОТРОПИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

В.Р.Соболь¹, О.Н.Мазуренко¹, Н.А.Каланда¹, С.М.Арабей², В.Г.Гуделев², А.И.Кириленко³

¹ИФТТП НАН Беларуси, 220017 Минск, ул. П.Бровки, 17

²ИМАФ НАН Беларуси, 220072, Минск, пр.Ф.Скорины, 70

³МГВАК, 220096, Минск, ул. Уборевича, 77

В конденсированных средах явление оптической активности, заключающееся в повороте плоскости поляризации линейно поляризованного света при его прохождении через вещество, может наблюдаться, как известно, при наличии естественной кристаллической анизотропии, а также при стимулировании анизотропии оптических свойств внешним воздействием, в том числе магнитным полем. Возможность управления параметрами оптической активности с помощью магнитного поля позволяет применять это явление в различных системах оптоэлектроники. При этом несовершенство реальных материалов, связанное с существованием дефектов или наличием областей с неоднородностью свойств из-за присутствия нескольких фаз, может обуславливать несколько механизмов оптической активности, характерных для проводящих и непроводящих сред.

Как известно, в металлах присутствие свободных зарядов исключает возможность оптической прозрачности. Однако магнитное поле, коллинеарное волновому вектору оптического излучения, при определенных условиях позволяет распространяться циркулярно поляризованным волнам с частотами ниже плазменных [1]. В полупроводниковых материалах также существуют спиральные волны с поляризацией в направлении движения заряженных частиц под действием силы Лоренца. Для электронного типа проводимости это означает вращение светового вектора волны по часовой стрелке, если смотреть вдоль вектора магнитного поля. Явление оптической активности характеризуется двулучепреломлением при намагниченности магнетиков, а также при воздействии внешнего магнитного поля на оптические электроны немагнитных сред, подобно эффекту Зеемана [2]. Иными словами, в конденсированных средах оптическая активность в магнитном поле обусловлена либо магнитным упорядочением, либо электрическим. Последнее является результатом воздействия силы Лоренца на связанные и свободные электроны немагнитных материалов. При этом неупругие взаимодействия магнитных диполей с кристаллическим окружением при их движении и диссипативные процессы, связанные, например, с токами проводимости, описываются с помощью формализма комплексных тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей, содержащих антиэрмитовы компоненты.

В сообщении рассмотрено влияние стимулированной магнитным полем анизотропии свойств среды на состояние поляризации и распространение плоской электромагнитной волны в модельной безграничной гиротропной среде, когда присутствуют процессы магнитного и электрического упорядочения. Охарактеризовать электромагнитное поле в виде плоской световой волны в твердом теле можно, используя феноменологические уравнения и материальные соотношения, включающие токи свободных и связанных зарядов

[1,2,3]:

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \mu \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (1)$$

здесь \mathbf{E} и \mathbf{D} – векторы напряженности и индукции электрической составляющей электромагнитного поля, \mathbf{j} – вектор плотности тока проводимости, μ_0 и μ – магнитная постоянная и магнитная проницаемость. В общем виде с учетом рассеяния энергии компоненты тензорных коэффициентов электрической и магнитной проницаемости $\bar{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ можно представить как:

$$\begin{aligned} \epsilon_{kl} &= \epsilon_{kl}^c + \epsilon_{kl}^a = \left(\epsilon'_{kl} - i \epsilon''_{kl} \right)^c - i \left(\epsilon'_{kl=m} - i \epsilon''_{kl=m} \right)^a \\ \mu_{kl} &= \mu_{kl}^c + \mu_{kl}^a = \left(\mu'_{kl} - i \mu''_{kl} \right)^c - i \left(\mu'_{kl=m} - i \mu''_{kl=m} \right)^a \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь верхние индексы c и a обозначают симметричность и антисимметричность компонент. При этом компоненты с одним и двумя штрихами описывают явления, соответственно, в идеальной среде либо при наличии диссипации энергии электромагнитного поля.

Связь между векторами напряженности и индукции электрического и магнитного полей волны при наличии внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси Z , можно задать, учитывая (2) и представляя $\bar{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ в виде:

$$\bar{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -i\epsilon_{xy} & 0 \\ -i\epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & -i\mu_{xy} & 0 \\ -i\mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь диагональные вещественные компоненты всегда больше нуля, соответственно, и диагональные мнимые компоненты положительны. Недиагональные эрмитовы компоненты ϵ'_{xy} и μ'_{xy} могут быть как больше, так и меньше нуля, определяя направление вращения.

Используя (1), можно получить дисперсионные соотношения, связывающие частоту ω с волновым вектором \mathbf{k} плоской линейно поляризованной электромагнитной волны вида $\mathbf{E} \exp[-i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$. Для частного случая, при котором k является z -компонентой волнового вектора \mathbf{k} , закон дисперсии света в модельной среде следует из системы уравнений [3, 4]:

$$\begin{aligned} \left(k^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon_{yy} \mu_{xx} + \epsilon_{xy} \mu_{xy}) \right) E_x + i \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon_{xx} \mu_{xy} + \epsilon_{xy} \mu_{xx}) E_y &= 0 \\ -i \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon_{xx} \mu_{xy} + \epsilon_{xy} \mu_{xx}) E_x + \left(k^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon_{xx} \mu_{yy} + \epsilon_{xy} \mu_{xy}) \right) E_y &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

Приравнявая, как принято, детерминант системы (4) к нулю, получаем выражение для волнового вектора в виде комбинации компонент материальных констант и частоты:

$$\left(k^z \right)^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 (\epsilon_{xx} \mu_{yy} + \epsilon_{xy} \mu_{xy} \pm (\epsilon_{xx} \mu_{xy} + \epsilon_{xy} \mu_{xx})) \quad (5)$$

В предельном случае отсутствия оптической активности, отвечающем нулевому значению внешнего магнитного поля, материальные константы являются скалярными величинами, и

выражение (5) характеризует волну в изотропной среде. Если (5) подставить в (4), следуют соотношения между составляющими как электрического, так и магнитного полей волны вдоль осей Y и X вида $E_y = \pm iE_x$. Эти соотношения свидетельствуют о наличии двух волн с равными амплитудами, колебания в которых сдвинуты по фазе на $\pi/2$. То есть эти две волны циркулярно поляризованы в разных направлениях. В частности, в выбранной ортогональной системе координат знак плюс при положительности членов во внутренней круглой скобке (5) означает опережение колебаний вдоль оси Y на четверть периода по сравнению с колебаниями вдоль оси X . То есть плоскость поляризации вращается против часовой стрелки, если смотреть вдоль магнитного поля. Из вида волнового вектора следует, что скорость этой циркулярной волны меньше по сравнению со случаем, когда при волновом векторе выбирается знак минус. На практике, действительно, в значительном ряде случаев скорость циркулярной волны по левому кругу меньше, чем для волны с противоположным вращением и, как итог, результирующее вращение плоскости поляризации происходит по часовой стрелке.

Для выяснения степени влияния процессов рассеяния энергии высокочастотного поля на оптическую активность среды следует учесть антиэрмитовы компоненты тензоров $\bar{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$, которые антисимметричны в своих вещественных частях. Квадрат волнового вектора можно представить как комплексную величину, вещественная часть которой описывает саму оптическую активность, а мнимая часть – затухание электромагнитной волны:

$$(k^\pm)^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \left((\alpha_1^\pm)^2 - i(\alpha_2^\pm)^2 \right) \quad (6)$$

Подстановка явного вида компонент $\bar{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ в (6) позволяет определить фазовые и амплитудные соотношения для линейно поляризованной волны в оптически активной среде:

$$\begin{aligned} (\alpha_1^\pm)^2 &= \left[\epsilon'_{xx} \mu'_{yy} - \epsilon''_{xx} \mu''_{yy} + \epsilon'_{xy} \mu'_{xy} - \epsilon''_{xy} \mu''_{xy} \pm \left(\epsilon'_{xx} \mu'_{xy} - \epsilon''_{xx} \mu''_{xy} + \epsilon'_{xy} \mu'_{xx} - \epsilon''_{xy} \mu''_{xx} \right) \right] \\ (\alpha_2^\pm)^2 &= \left[\epsilon'_{xx} \mu'_{yy} + \epsilon''_{xx} \mu''_{yy} + \epsilon'_{xy} \mu'_{xy} + \epsilon''_{xy} \mu''_{xy} \pm \left(\epsilon'_{xy} \mu'_{xy} + \epsilon''_{xx} \mu'_{xy} + \epsilon''_{xy} \mu'_{xx} + \epsilon'_{xy} \mu''_{xx} \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Из второй строки (7) следует, что для случая, когда недиагональные эрмитовы компоненты ϵ'_{xy} и μ'_{xy} одного знака, затухание волны, циркулярно поляризованной по левому кругу, сильнее по сравнению с волной противоположной поляризации. Если ϵ'_{xy} и μ'_{xy} положительны, то выражение (7) описывает правовращающие среды. При отрицательности ϵ'_{xy} и μ'_{xy} , что реализуется в случае инверсии направления магнитного поля, распространяющаяся волна будет вращать плоскость поляризации против часовой стрелки, оставаясь по существу правовращающей средой. При инверсии магнитного поля соответственно изменяются знаки у антиэрмитовых недиагональных компонент, и общий вид (7) остается неизменным.

Существенно, что диссипативные эффекты не только увеличивают затухание волны,

но и уменьшают оптическую активность вещества. Кроме этого, из вида компонент волнового вектора (7) следует, что при сосуществовании магнитного и электрического механизмов гиротропия зависит от знаков и абсолютной величины компонент ϵ'_{xy} и μ'_{xy} . Присутствие свободных электронов в среде приводит к гиротропии за счет действия эффектов, родственных холловскому дрейфу частиц, которые должны быть учтены в компоненте ϵ_{xy} в виде $\epsilon_{xy} = -\sigma_{xy}/\epsilon_0\omega$. Здесь σ_{xy} – холловская компонента тензора высокочастотной проводимости, который в приближении свободного электронного газа и при условии локальной связи между током и высокочастотным полем записывается как

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 \begin{pmatrix} \frac{i\omega\tau + 1}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & \frac{\Omega\tau}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & 0 \\ \frac{-\Omega\tau}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & \frac{i\omega\tau + 1}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{i\omega\tau + 1} \end{pmatrix} \quad (8)$$

σ_0 – проводимость в нулевом магнитном поле, τ – время свободного пробега, Ω – ларморовская частота. Вид тензора (8) свидетельствует, что в зависимости от соотношения между оптической, ларморовской частотой и частотой столкновений, данный механизм приведет к левому или правому типу вращения. Так, для случая, когда $\Omega\tau > \omega\tau > 1$, а также при $\Omega\tau < 1$ и $\omega\tau < 1$ компонента σ_{xy} в приближении свободных электронов отрицательна ($\sigma_{xy} < 0$), и вращение плоскости поляризации происходит по часовой стрелке. Если выполняется соотношение $\omega\tau > \Omega\tau > 1$, то $\sigma_{xy} = -\frac{\sigma_0\Omega}{\omega^2\tau} \left(1 + i\frac{2}{\omega\tau}\right)$, это означает левое вращение.

Таким образом, магнитное поле является параметром, с помощью которого можно управлять направлением вращения и переводить материалы из класса правовращающих в левовращающие, и наоборот. Оптическая активность в средах с наличием нескольких процессов, приводящих к вращению плоскости поляризации, определяется уровнем воздействия внешнего магнитного поля на магнитный порядок, движение электронов внутри отдельных атомов и движение свободных заряженных частиц.

Исследование выполнено в рамках ГПОФИ “Наноматериалы и нанотехнологии” (задание 3.07)

[1] Э.А. Канер, В.Г. Скобов УФН. 89, 3, 367 (1966).

[2] А.Г. Гуревич, Г.А.Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 462 с.

[3] Соболев В.Р., Мазуряк О.Н. Известия Белорусской инженерной академии 1(3)/3, 201 (1997).

[4] Sobol V.R. Известия Гомельского государственного университета. 6, 57 (2001).