

НАВУКОВА-ТЭАРЭТЫЧНЫ ЧАСОПІС

# Веснік



БРЭСЦКАГА  
УНІВЕРСІТЭТА

Серыя  
прыродазнаўчых  
навук

1(32)2009

УДК:537.312.62:541.123.3:546.562

*В.Р. Соболев, Т.В. Дубина, Б.В. Корзун, В.В. Лозенко*

## ОПТИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ СРЕД В УСЛОВИЯХ ДИССИПАЦИИ ЭНЕРГИИ ПОЛЯ

В сообщении представлены результаты систематизирующего анализа эффектов магнитооптической активности в непроводящих электрический ток средах и проводниках с учетом действия нескольких механизмов гиротропии. На основе формализма макроскопических феноменологических уравнений поля в тензорном виде рассмотрено влияние диссипации энергии электромагнитного поля на состояние поляризации света. Выявлены закономерности вращения плоскости поляризации при сосуществовании эффектов намагничивания и электрического упорядочения, включая движение свободных носителей заряда. Показаны условия активизации оптической активности проводников с помощью магнитного поля, которое позволяет управлять направлением вращения плоскости поляризации, просветляя проводящие материалы на частотах ниже частоты плазменных колебаний.

Вращение плоскости поляризации света, как известно, наблюдается в средах, обладающих анизотропией, которая может являться естественным свойством материала, а также стимулироваться внешним воздействием, например магнитным полем. С феноменологической точки зрения оптическая активность есть следствие особого вида материальных соотношений связи для основных и вспомогательных векторов поля, фигурирующих в максвелловских уравнениях, в которых константы среды – электрическая проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемости являются не скалярными, а тензорными характеристиками. Именно эрмитовый характер тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости позволяет в первом приближении описать способность сред проявлять неодинаковые свойства в смысле скорости распространения право- и лево- циркулярно поляризованного света. Об эрмитовости тензора электрической проводимости в данном контексте говорить затруднительно, поскольку состояние сверхпроводимости адекватно только постоянному или медленно меняющемуся во времени электрическому полю.

Исторически сложилась определенная неоднозначность, приводящая к затруднениям в терминологии при описании право- и лево- циркулярно вращающихся материалов. При естественной активности, обусловленной, например, упорядочением вектора электрической поляризации, левовращающиеся среды, как указывается в классических источниках, поворачивают плоскость поляризации света против часовой стрелки, если смотреть навстречу распространению луча. Эффект поворота зависит только от направления распространения света и, как следствие, при прохождении волной среды в прямом и обратном направлении плоскость поляризации возвращается в исходное состояние. В случае вынужденной оптической активности, стимулированной действием внешнего магнитного поля, направление вращения обычно классифицируют по отношению к направлению магнитного поля. В этой связи термины правой либо левой поляризации при естественной и магнитоимпульсированной оптической активности, соответственно, могут описывать одно и то же состояние вращения, если ситуацию анализировать при условии, что свет идет в глаз, а включаемое внешнее магнитное поле направлено против распространения излучения [1, с. 608].

Среди веществ оптически активных в магнитном поле, как известно, преобладают правовращающиеся среды. Из этих материалов абсолютное большинство диамагнетики, хотя определенная часть упомянутых сред обладает парамагнитными атомами. Левовращающиеся материалы непременно являются магнитоупорядоченными. Магнитное поле, как известно, воздействует, на связанные оптические электроны атомов,

на магнитные моменты, а также и на свободные электроны полупроводников и металлов. Соответственно можно с единых позиций сформулировать условия правого либо левого вращения исходя из вида тензоров материальных констант материалов, в том числе и для сред, в которых оптическая активность в магнитном поле обусловлена и магнитным и электрическим упорядочением [2, с. 38 ], [3, с. 123 ].

В сообщении представлены результаты анализа магнитооптических эффектов с учетом действия нескольких механизмов. Рассмотрено влияние диссипации энергии электромагнитного поля в смысле ее проявления не только в дихроизме, но и в параметрах активности. Учет воздействия рассеяния энергии на оптические свойства имеет смысл в том отношении, что несовершенство реальных материалов, связанное с существованием дефектов или наличием областей с неоднородностью свойств из-за присутствия нескольких фаз, обуславливает действие дополнительных механизмов подавления оптической активности, характерных как для непроводящих, так и проводящих сред. В ходе рассмотрения проблемы использованы известные факты, касающиеся того, что в проводящих средах присутствие свободных зарядов исключает возможность оптической прозрачности. Тем не менее магнитное поле, коллинеарное волновому вектору излучения, при определенных условиях позволяет распространяться волнам, поляризованным по кругу, что свидетельствует о сильном циркулярном дихроизме. В таких материалах направление вращения плоскости поляризации происходит в направлении движения заряженных частиц под действием силы Лоренца. Для электронного типа проводимости это означает диамагнитный режим вращения светового вектора волны по часовой стрелке, если смотреть вдоль магнитного поля и распространения.

В целом явление оптической активности удобно анализировать в терминах циркулярного двулучепреломления, рассматривая показатели преломления для волн, поляризованных по правому и левому кругу. При воздействии внешнего магнитного поля на оптические электроны диэлектриков механизм двулучепреломления аналогичен механизму эффекта Зеемана. Неупругое взаимодействие электрических и магнитных диполей с полем волны в условиях кристаллического окружения, другие диссипативные процессы, связанные, например, с токами проводимости, описываются с помощью формализма комплексных тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей, содержащих антиэрмитовы компоненты. Анализируя влияние стимулированной магнитным полем анизотропии свойств среды на состояние поляризации плоской электромагнитной волны, рассмотрим прежде всего закономерности ее распространения в модельной безграничной бигиротропной среде, когда имеют место процессы магнитного и электрического воздействия на состояние поляризации света. Используем феноменологические уравнения и материальные соотношения, включающие токи свободных и связанных зарядов, после преобразования которых получается выражение, позволяющее определить дисперсионные соотношения для циркулярных волн [4, с. 201], [5, с. 53]:

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

Здесь  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  – векторы напряженности и индукции электрической составляющей электромагнитной волны,  $\mathbf{j}$  – вектор плотности тока проводимости,  $\mu_0$  и  $\mu$  – магнитная постоянная и магнитная проницаемость.

В общем виде для идеализированной недиссипирующей среды тензорные коэффициенты электрической и магнитной проницаемости  $\hat{\epsilon}$  и  $\hat{\mu}$  принято представлять как содержащие симметричные и антисимметричные составляющие:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{kl} &= \varepsilon_{kl}^c + \varepsilon_{kl}^a \\ \mu_{kl} &= \mu_{kl}^c + \mu_{kl}^a,\end{aligned}\quad (2)$$

(верхние индексы  $c$  и  $a$  обозначают симметричность и антисимметричность компонент). В частности, связь между векторами напряженности электрического поля волны при наличии внешнего магнитного поля, ориентированного вдоль оси  $Z$ , можно задать, представляя  $\hat{\varepsilon}$  и  $\hat{\mu}$  в виде:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & i\mu_{xy} & 0 \\ i\mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}.\quad (3)$$

Здесь диагональные вещественные компоненты в соответствии с законом возрастания энтропии больше нуля, недиагональные компоненты в виду их эрмитовости могут быть как больше, так и меньше нуля, что в конечном итоге и определяет направление вращения плоскости поляризации. Используя (1), легко получить дисперсионные соотношения, связывающие частоту  $\omega$  с волновым вектором  $k$  плоской линейно поляризованной электромагнитной волны вида  $E \exp[-i(kr - \omega t)]$ . Для случая, когда  $k$  является только  $z$ -компонентой волнового вектора  $k$ , закон дисперсии света следует из стандартной системы уравнений [6, с. 223], [7, с.141]:

$$\begin{aligned}(k^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{yy} \mu_{xx} + \varepsilon_{xy} \mu_{xy})) E_x - i\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{xx} \mu_{xy} + \varepsilon_{xy} \mu_{xx}) E_y &= 0 \\ i\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{xx} \mu_{xy} + \varepsilon_{xy} \mu_{xx}) E_x + (k^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 (\varepsilon_{xx} \mu_{yy} + \varepsilon_{xy} \mu_{xy})) E_y &= 0.\end{aligned}\quad (4)$$

Приравнявая, как принято, детерминант (4) к нулю, получаем закон дисперсии в виде комбинации волнового вектора, компонент материальных констант  $\varepsilon_{kl}$ ,  $\mu_{kl}$  и частоты  $\omega$ :

$$(k^\pm)^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\varepsilon_{xx} \mu_{yy} + \varepsilon_{xy} \mu_{xy} \pm (\varepsilon_{xx} \mu_{xy} + \varepsilon_{xy} \mu_{xx})).\quad (5)$$

В данной записи используется упрощающее приближение о равенстве по модулю компонент тензоров в плоскости нормальной магнитному полю  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ ,  $\mu_{xx} = \mu_{yy}$ . Очевидно, что в случае отсутствия естественной оптической активности, при невосприимчивости среды к действию внешнего магнитного поля, тензоры материальных констант вырождаются в скаляры, и выражение (5) характеризует дисперсионное соотношение для волны в изотропной среде.

При оптической активности, если вклад анизотропии невелик (недиагональные компоненты  $\varepsilon_{xy}$  и  $\mu_{xy}$  малы по модулю по сравнению с диагональными  $\varepsilon_{xx}$  и  $\mu_{xx}$ ), оба волновых вектора  $k^+$  и  $k^-$  положительны, степень их различия определяет величину постоянной Фарадея. Как следует из (4) и (5), между компонентами электрического (магнитного) полей вдоль осей  $Y$  и  $X$  выполняется соотношение вида  $E_x = \pm i E_y$ , которое свидетельствует о наличии двух равных по амплитуде волн, фаза колебаний в кото-

рых сдвинута на  $\pi/2$ . Т. е. эти волны циркулярно поляризованы в противоположных направлениях. В частности, в выбранной системе координат знак + означает опережение колебаний вдоль оси  $X$  на четверть периода по сравнению с колебаниями вдоль оси  $Y$ . То есть плоскость поляризации вращается по часовой стрелке, если смотреть вдоль магнитного поля. Из вида волнового вектора  $k^+$  следует, что если компоненты тензоров  $\epsilon_{xy}$  и  $\mu_{xy}$  положительны, скорость этой циркулярной волны  $v^+$  меньше по сравнению со случаем, когда при волновом векторе выбирается знак минус  $k^-$ . Как итог, результирующее вращение плоскости поляризации происходит против часовой стрелки (наблюдение вдоль распространения излучения и вдоль магнитного поля). Если изменить направление магнитного поля, то знак недиагональных компонент тензоров электрической и магнитной проницаемости также изменится на противоположный, так как  $\epsilon_{xy}$  и  $\mu_{xy}$  станут отрицательными. Волновой вектор  $k^+$  будет меньше, чем  $k^-$ , что означает,  $v^+ > v^-$  и вращение плоскости поляризации при наблюдении вдоль распространения будет по часовой стрелке. В результате при прохождении света вдоль одного участка дважды сначала вдоль магнитного поля, а затем противоположно ему, среда при наблюдении вдоль луча будет сначала лево-, а затем правовращающей, что проявится в удвоении угла поворота плоскости поляризации от однократного прохождения. По отношению к направлению магнитного поля среда останется дважды левовращающей.

В поглощающих материалах говорить только о повороте плоскости поляризации проблематично, поскольку амплитуды волн, поляризованных по правому и левому кругу, уменьшаются в не одинаковой степени. Для описания этих процессов в тензоры  $\hat{\epsilon}$  и  $\hat{\mu}$  вводят антиэрмитовы компоненты:

$$\begin{aligned}\epsilon_{kl} &= \epsilon'_{kl} - i\epsilon''_{kl}, \\ \mu_{kl} &= \mu'_{kl} - i\mu''_{kl}.\end{aligned}\quad (6)$$

В выражении (6) компоненты с одним и двумя штрихами описывают явления в идеальной недиссипирующей среде и при существовании рассеяния энергии соответственно. В общем виде тензоры оптических констант можно представить как

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon'_{xx} - i\epsilon''_{xx} & i(\epsilon'_{xy} - i\epsilon''_{xy}) & 0 \\ i(\epsilon'_{yx} - i\epsilon''_{yx}) & \epsilon'_{yy} - i\epsilon''_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon'_{zz} - i\epsilon''_{zz} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu'_{xx} - i\mu''_{xx} & i(\mu'_{xy} - i\mu''_{xy}) & 0 \\ i(\mu'_{yx} - i\mu''_{yx}) & \mu'_{yy} - i\mu''_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu'_{zz} - i\mu''_{zz} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Соответственно квадрат волнового вектора, отвечающего двум волнам с противоположной поляризацией, можно представить как комплексную величину, вещественная часть которой описывает саму оптическую активность, а мнимая часть – затухание электромагнитной волны:

$$(k^\pm)^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \left( (\alpha_1^\pm)^2 - i(\alpha_2^\pm)^2 \right). \quad (9)$$

Если затухание волны не велико, волновой вектор  $k$  есть сумма вещественной и мнимой составляющих  $k \cong k' - ik''$  вида

$$k^\pm \cong \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} \left( \alpha_1^\pm - \frac{i}{2} \alpha_2^\pm \right). \quad (10)$$

Подстановка явного вида тензоров  $\hat{\varepsilon}$  и  $\hat{\mu}$  в (7), (8) и (10) позволяет определить фазовые и амплитудные соотношения для распространяющейся первоначально линейно поляризованной волны:

$$\begin{aligned} (\alpha_1^\pm)^2 &= \left[ \varepsilon'_{xx} \mu'_{yy} - \varepsilon''_{xx} \mu''_{yy} + \varepsilon'_{xy} \mu'_{xy} - \varepsilon''_{xy} \mu''_{xy} \pm \left( \varepsilon'_{xx} \mu'_{xy} - \varepsilon''_{xx} \mu''_{xy} + \varepsilon'_{xy} \mu'_{xx} - \varepsilon''_{xy} \mu''_{xx} \right) \right], \\ (\alpha_2^\pm)^2 &= \left[ \varepsilon'_{xx} \mu'_{yy} + \varepsilon''_{xx} \mu''_{yy} + \varepsilon'_{xy} \mu'_{xy} + \varepsilon''_{xy} \mu''_{xy} \pm \left( \varepsilon'_{xx} \mu'_{xy} + \varepsilon''_{xx} \mu''_{xy} + \varepsilon'_{xy} \mu'_{xx} + \varepsilon''_{xy} \mu''_{xx} \right) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

Первая строка (11) отображает вещественную составляющую волнового вектора, она определяется как эрмитовыми, так и антиэрмитовыми компонентами тензоров  $\hat{\varepsilon}$  и  $\hat{\mu}$ . В используемой форме записи антиэрмитовые составляющие  $\varepsilon''_{kl}$  и  $\mu''_{kl}$  обязаны быть положительными по знаку, поскольку в противном случае имело бы место не ослабление, а усиление интенсивности излучения по ходу его распространения. Существенно, что антиэрмитовые составляющие также воздействуют на вещественную часть волнового вектора и увеличивают фазовую скорость волны с вращением по часовой стрелке.

Малость мнимой компоненты волнового вектора явственно подтверждается второй строкой (11), которая составлена из произведений эрмитовых и антиэрмитовых компонент. В частности для случая, когда недиагональные компоненты  $\varepsilon'_{xy}$  и  $\mu'_{xy}$  положительные, затухание волны, циркулярно поляризованной по правому кругу, сильнее по сравнению с волной противоположной поляризации, то есть  $\alpha_2^+ > \alpha_2^-$ . Это приводит к тому, что линейно поляризованная волна трансформируется по ходу распространения в эллиптически поляризованную с поворотом большой оси эллипса влево по ходу движения. При отрицательности  $\varepsilon'_{xy}$  и  $\mu'_{xy}$ , что для этой среды формально реализуется, как и ранее, в случае инверсии направления магнитного поля, распространяющаяся волна при той же геометрии наблюдения будет вращать большую ось эллипса поляризации по часовой стрелке.

При инверсии магнитного поля соответственно изменяются знаки и у антиэрмитовых недиагональных компонент, и общий вид (11) остается неизменным. Существенно, что как следует из (11), диссипативные эффекты не только увеличивают затухание волны, но и уменьшают оптическую активность вещества. Кроме этого, из вида компонент волнового вектора следует, что при сосуществовании магнитного и электрического механизмов гиротропии, результирующее вращение зависит от знаков и абсолютной величины компонент  $\varepsilon'_{xy}$  и  $\mu'_{xy}$ . При неодинаковости знаков эрмитовых компонент ме-

механизмы электрической и магнитной гирации будут действовать навстречу, частично компенсируя друг друга.

Присутствие свободных электронов в среде приводит к активности за счет действия эффектов, родственных холловскому дрейфу частиц, которые должны быть учтены в компоненте  $\epsilon_{xy}$ . Ее следует представлять в виде  $\epsilon_{xy} = -\sigma_{xy} / \epsilon_0 \omega$ , здесь  $\sigma_{xy}$  – холловская компонента тензора высокочастотной проводимости, который в приближении свободного электронного газа и локальной связи между током и высокочастотным полем записывается как

$$\hat{\sigma} \cong \sigma_0 \begin{pmatrix} \frac{i\omega\tau + 1}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & \frac{\Omega\tau}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & 0 \\ \frac{-\Omega\tau}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & \frac{i\omega\tau + 1}{(i\omega\tau + 1)^2 + (\Omega\tau)^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{i\omega\tau + 1} \end{pmatrix} \quad (12)$$

где  $\sigma_0$  – проводимость в нулевом магнитном поле,  $\tau$  – время свободного пробега электрона,  $\Omega$  – ларморовская частота. Эффекты, обусловленные электронами проводимости, можно учесть, включив в тензор электрической проницаемости  $\hat{\epsilon}$  электронный вклад:

$$\hat{\epsilon} \cong \begin{pmatrix} \epsilon_{zz}'' - i \left( \epsilon_{zz}' + \frac{\sigma_{zz}}{\omega\epsilon_0} \right) & i \left( \epsilon_{xy}' - \frac{\sigma_{xy}}{\omega\epsilon_0} - i\epsilon_{xy}'' \right) & 0 \\ i \left( \epsilon_{yx}' - \frac{\sigma_{yx}}{\omega\epsilon_0} - i\epsilon_{yx}'' \right) & \epsilon_{yy}'' - i \left( \epsilon_{yy}' + \frac{\sigma_{yy}}{\omega\epsilon_0} \right) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz}' - i \left( \epsilon_{zz}'' + \frac{\sigma_{zz}}{\omega\epsilon_0} \right) \end{pmatrix} \quad (12)$$

Вид тензора (12) 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  $\Omega\tau < \omega\tau < 1$ ,  $\omega\tau < 1 < \Omega\tau$ ,  $\Omega\tau < \omega\tau < 1$ , с учетом, что компонента  $\sigma_{xy}$  в приближении свободных электронов отрицательна ( $\sigma_{xy} < 0$ ), следует, что подсистема свободных электронов дает вклад в правое вращение плоскости поляризации. Существенно, что при условии  $\omega\tau > 1$  компонента  $\sigma_{xx}$  преимущественно мнимая, что означает малость поглощения энергии поля.

Если выполняется соотношение типа  $\omega\tau > \Omega\tau > 1$ ,  $\omega\tau > 1 > \Omega\tau$ , то  $\sigma_{xy} \cong -\frac{\sigma_0 \Omega}{\omega^2 \tau}$ . Это означает, что недиагональная компонента тензора электрической проницаемости отрицательна и действие магнитного поля будет стимулировать левое вращение.

Для проводящей среды типа немагнитного металла или вырожденного полупроводника тензор магнитной проницаемости вырождается в скаляр  $\mu$ , а тензор электрической проницаемости определяется только электронами проводимости и его вид соответствует

$$\hat{\epsilon} \cong \begin{pmatrix} -i \frac{\sigma_{xx}}{\omega \epsilon_0} & -i \frac{\sigma_{xy}}{\omega \epsilon_0} & 0 \\ -i \frac{\sigma_{yx}}{\omega \epsilon_0} & -i \frac{\sigma_{yy}}{\omega \epsilon_0} & 0 \\ 0 & 0 & -i \frac{\sigma_{zz}}{\omega \epsilon_0} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Решение для волнового вектора отвечает двум комбинациям компонент тензора высокочастотной проводимости.

$$(k^\pm)^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \left( -\frac{i \sigma_{xx}}{\omega \epsilon_0} \mu \pm \left( -\frac{\sigma_{xy}}{\omega \epsilon_0} \mu \right) \right). \quad (14)$$

В сильном магнитном поле ( $\Omega \tau > 1$ ) недиагональная компонента тензора проводимости по модулю больше диагональной. Соответственно волновой вектор  $k^+$  является вещественной величиной, что отвечает циркулярной волне с правым вращением. Для волны с вектором  $k^-$  под корнем находится отрицательное выражение, и волна с левой поляризацией распространяться в такой среде не может в виду сильного поглощения. Для среды с дырочным типом проводимости, например алюминий в сильном магнитном поле, компонента тензора  $\sigma_{xy}$  положительна. Вещественным волновым вектором будет являться вектор  $k^-$  с левым вращением плоскости поляризации. Инвертирование направления магнитного поля приводит к изменению знака недиагональной компоненты тензора высокочастотной проводимости с соответствующим обращением направления вращения на противоположное.

Как показал проведенный систематизирующий анализ, магнитное поле является параметром, с помощью которого можно управлять направлением вращения плоскости поляризации и как бы переводить проводящие материалы из класса правовращающих в левовращающие. Магнитное поле позволяет активизировать оптическую активность и просветлять проводящие материалы на частотах ниже частоты плазменных колебаний путем активизации геликонных механизмов распространения поперечных электромагнитных волн. Оптическая активность в средах с наличием нескольких механизмов гиротропии определяется уровнем воздействия внешнего магнитного поля как на намагниченность, так и на свободные электроны, упорядочение движения которых формализуется через тензоры магнитной и диэлектрической проницаемости, у которых эрмитовы составляющие определяются видом поверхности Ферми.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг, Г.С. Оптика / Г.С. Ландсберг. – М. : Наука, 1978. – 926 с.
2. Канер, Э.А. / Э.А. Канер, В.Г. Скобов // Успехи физических наук. – 1966. – Т. 89, № 3. – С. 367.

3. Гуревич, А.Г. Магнитные колебания и волны / А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. – М. : Наука, 1994. – 462 с.

4. Соболев, В.Р. О влиянии магнитного поля на частотные явления переноса в проводящих средах / В.Р. Соболев, О.Н. Мазуренко // Изв. Бел. инженер. акад. – 1997. – № 1(3)/3. – С. 201 – 204.

5. Sobol, V.R. Electron iso-energetic surface openness and helicon type wave in metal / V.R. Sobol // Известия Гомельского государственного университета им. Ф.Скорины. – 2001. – №6(9). – С. 53–56.

6. О влиянии токов проводимости на оптическую активность поглощающих сред / В.Р.Соболев [и др.] // Актуальные проблемы физики твердого тела: материалы Междунар. науч. конф., Минск, 4–6 ноября, 2003. – Минск, 2003. – С. 223.

7. Спектральная зависимость мнимой составляющей показателя преломления иттриевого феррограната / Соболев В.Р. [и др.] // Актуальные проблемы физики твердого тела: материалы Междунар. науч. конф., Минск, 23–26 окт. 2007 г. : в 3 т. / ИФТТП НАН Беларуси; редкол.: Н.М. Олехнович [и др.]. – Минск, 2007. – Т. 1. – С. 141–144.

***V.R. Sobol, T.V. Dubina, B.V. Korzun, V.V. Lozenko. Optical Activity of Mediums in Dissipation Conditions of the Field Energy***

The results of systematizing analysis of magneto-optical activity effects in non-conducting mediums and conductors, in view of action of several gyrotropy mechanisms are submitted in the article. On the basis of formalism of macroscopical phenomenological equations of a field in a tensor form the influence of an electromagnetic energy dissipation on a condition of light polarization is considered. Theregularities of rotation of polarization plane are detected at coexisting of magnetization effects and electrical ordering, including motion of the free charge carriers. The conditions of activation of conductors optical activity are shown with the help of a magnetic field which allows to control a direction of rotation of polarization plane, clarifying conductive materials on frequencies lower than plasma oscillations frequencies.