

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ И ДИФРАКЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОПТИЧЕСКИХ СРЕД, ОБЛАДАЮЩИХ ОДНОВРЕМЕННО СВОЙСТВАМИ ПРАВЫХ И ЛЕВЫХ ВЕЩЕСТВ

А.Р. МКРТЧЯН^{1,3,4}, О.С. ЕРИЦЯН¹, А.А. ЛАЛАЯН^{2*},
Ш.К. ЕРИЦЯН², Р.С. АКОПЯН², Ж.Б. ХАЧАТРЯН¹

¹Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван, Армения

²Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

³Национальный исследовательский томский политехнический
университет, Томск, Россия

⁴Белгородский государственный национальный университет, Белгород, Россия

*e-mail: alalayan@ysu.am

(Поступила в редакцию 5 июня 2019 г.)

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в оптически однородных анизотропных средах и в периодически неоднородных средах со спиральной структурой при одновременном присутствии положительных и отрицательных компонент как у тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} , так и у тензора магнитной проницаемости μ_{ij} . Показано, что такие среды, в зависимости от поляризации, проявляют свойства как правых веществ, так и левых. Показано, что среда со спиральной периодической структурой может обладать свойством полного дифракционного отражения волны любой поляризации. Выявлено, что в случае присутствия компонент разных знаков у ϵ_{ij} и μ_{ij} в спиральной среде формируются две области дифракционного отражения, соответствующие двум волнам с круговой поляризацией с взаимно противоположными обходами круга поляризации.

1. Введение

До второй половины прошлого века в оптике исследовались среды, у которых компоненты тензоров диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} и магнитной проницаемости μ_{ij} положительны. Присутствие отрицательной компоненты у упомянутых тензоров воспринимается, на первый взгляд, как признак невозможности распространения волн без сильного затухания, что, по-видимому, связано с тем, что в простейшем случае изотропной немагнитной среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью ($\mu_{ij} = \delta_{ij} > 0, \epsilon_{ij} = \epsilon \cdot \delta_{ij} < 0$) распространение волн невозможно из-за того, что в такой ситуации волновой вектор оказывается мнимым.

В работе [1] впервые была рассмотрена оптически изотропная среда с

$\varepsilon_{ij} = \varepsilon \cdot \delta_{ij}$, $\varepsilon < 0$ и $\mu_{ij} = \mu \delta_{ij}$, $\mu < 0$ и было показано, что распространение волн без затухания возможно, так как волновой вектор оказывается действительным ввиду действительности показателя преломления $n = \pm\sqrt{\varepsilon\mu}$. Такие среды были названы левыми ввиду того, что векторы $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{S}$ (где $\mathbf{S}$ – вектор Пойнтинга) составляют не обычную (правую) тройку векторов, как в обычных средах, а левую. В настоящее время наблюдается большой интерес к таким средам [2–5].

В работе [6] показана возможность распространения волн без затухания в немагнитной однородной анизотропной среде, в которой тензор ε_{ij} обладает компонентами разных знаков, установлен ряд особенностей оптических свойств таких сред. Насколько нам известно, на неординарные оптические свойства таких сред впервые было обращено внимание в [7]. Результаты систематических исследований сред с разными знаками компонент ε_{ij} изложены в [8,9].

Отметим также экспериментальную работу по определению у тензора ε_{ij} компонент с разными знаками [10] и работу [11] по экспериментальному подтверждению некоторых выводов теории, изложенной в [8].

В [12,13,14] рассмотрены периодически неоднородные спиральные структуры при отрицательности всех компонент ε_{ij} и μ_{ij} и было выявлено изменение знака круговой поляризации волны, испытывающей дифракционное отражение – при изменении знака компонент ε_{ij} и μ_{ij} на обратный. Отметим, что теория распространения в спиральных структурах при положительных значениях материальных констант была развита во второй половине прошлого столетия [15,16]. На фоне сказанного несомненный интерес вызывает рассмотрение оптических свойств сред, у которых оба тензора ε_{ij} и μ_{ij} имеют как положительные, так и отрицательные компоненты.

Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию оптических свойств таких сред.

В параграфе 2 рассмотрено распространение электромагнитной волны в однородной анизотропной среде с тензорами ε_{ij} и μ_{ij} , которые оба имеют как положительные, так и отрицательные компоненты. Показано, что в случае распространения волн вдоль одного из главных направлений коммутирующих тензоров ε_{ij} и μ_{ij} такая среда является правой для одной из двух плоских поляризаций и левой – для другой плоской поляризации.

В параграфе 3 показано, что это свойство – проявление двоякой правизны, сохраняется при присутствии магнитооптической активности, приводящей к преобразованию плоских поляризаций в эллиптические.

В параграфе 4 рассмотрены среды со спиральной периодической структурой. Наиболее распространенными представителями таких сред являются холестерические жидкие кристаллы (ХЖК). Одной из характерных особенностей таких сред является поляризационно-селективное дифракционное отражение

падающей на нее волны с правой (левой) круговой поляризацией при правой (левой) закрученности среды. Как отмечено выше, недавние исследования оптических свойств магнитных сред, обладающих спиральной структурой, показали, что при отрицательности всех компонент тензоров ε_{ij} и μ_{ij} знак круговой поляризации, при которой имеет место дифракционное отражение, меняется [12,13]. В настоящей работе рассмотрена ситуация, когда у обоих тензоров ε_{ij} и μ_{ij} имеются как положительные так и отрицательные компоненты. Показано, что в такой среде в зависимости от частоты падающей волны дифракционное отражение происходит для падающей волны как правой, так и левой круговой поляризации. Таким образом спиральная среда проявляет себя как правозакрученная на одной частоте и левозакрученная – на другой.

Нами также будет продемонстрирована ситуация отсутствия поляризационной селективности у среды со спиральной структурой; при этом имеет место полное отражение волны любой поляризации.

2. Анизотропные однородные негиротропные среды, сочетающие свойства правых и левых веществ

Рассмотрим распространение плоской монохроматической волны

$$\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E} \exp i(k_z z - \omega t) \quad (1)$$

вдоль оси z в среде с тензорами ε_{ij} и μ_{ij} , имеющими вид:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad \mu_{ij} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Для волновых векторов получаем:

$$k_{1z}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \mu_{yy}, \quad k_{2z}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{yy} \mu_{xx}. \quad (3)$$

В волне с индексом «1» электрическое поле имеет x -компоненту, магнитное – y -компоненту, а в волне с индексом «2» электрическое поле имеет y -компоненту, магнитное – x -компоненту. z -компоненты векторов Пойнтинга равны:

$$S_{1z} = \frac{c}{4\pi} E_{1x} H_{1y}, \quad S_{2z} = -\frac{c}{4\pi} E_{2y} H_{2x}. \quad (4)$$

Выражая H_{1y} через E_{1x} , а H_{2x} – через E_{2y} с использованием уравнения

$$\left[\mathbf{k} \mathbf{E} \right] = \frac{\omega}{c} \hat{\mu} \mathbf{H}, \quad (5)$$

будем иметь

$$k_{1z}E_{1x} = \frac{\omega}{c}\mu_{yy}H_{1y}, \quad k_{2z}E_{2y} = \frac{\omega}{c}\mu_{xx}H_{1x}. \quad (6)$$

Из (4) и (6) получаем:

$$S_{1z} = \frac{c}{4\pi}k_{1z}\frac{1}{\frac{\omega}{c}\mu_{yy}}E_{1x}^2, \quad S_{2z} = \frac{c}{4\pi}k_{2z}\frac{1}{\frac{\omega}{c}\mu_{xx}}E_{2y}^2. \quad (7)$$

Пусть

$$\varepsilon_{xx}, \mu_{yy} < 0, \quad \varepsilon_{yy}, \mu_{xx} > 0. \quad (8)$$

Для волн, распространяющихся в положительном направлении оси z , из (3) будем иметь следующие действительные выражения для k_{1z} и k_{2z} , равные:

$$k_{1z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{yy}}, \quad k_{2z} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{xx}}, \quad (9)$$

а для z – компонент векторов Пойнтинга получаем:

$$S_{1z} = \frac{c}{4\pi}\frac{\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{yy}}}{\mu_{yy}}E_{1x}^2, \quad S_{2z} = \frac{c}{4\pi}\frac{\sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{xx}}}{\mu_{xx}}E_{2y}^2. \quad (10)$$

Согласно (8), (9), (10), имеем

$$k_{1z} > 0, S_{1z} < 0, \quad k_{2z} > 0, S_{2z} > 0, \quad (11)$$

то есть, в волне с индексом 1 ($\varepsilon_{xx} < 0, \mu_{yy} < 0$) векторы $\mathbf{k}$ и $\mathbf{S}$ антипараллельны, а в волне с индексом 2 ($\varepsilon_{xx} > 0, \mu_{yy} > 0$) они однонаправлены. Другими словами, для волны с одной поляризацией (а именно $\mathbf{E} = \mathbf{E}(E_x, 0, 0)$) среда – левая, а для другой поляризации ($\mathbf{E} = \mathbf{E}(0, E_y, 0)$) – правая:

$$\mathbf{S}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{k}_1, \quad \mathbf{S}_2 \uparrow \uparrow \mathbf{k}_2. \quad (11a)$$

3. Магнитоактивные среды

Рассмотрим вопрос о проявлении анизотропной однородной средой оптических свойств как правых, так и левых веществ, предполагая присутствие внешнего постоянного однородного магнитного поля, направленного вдоль оси z (одной из главных направлений коммутирующих тензоров ε_{ij} и μ_{ij}), превращающего плоские поляризации в анизотропной среде в эллиптические. Будем исходить из материальных уравнений

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}\mathbf{E} + i\left[\mathbf{g} \quad \mathbf{E}\right], \quad \mathbf{g} = \mathbf{g}(0, 0, g_z), \quad \mathbf{B} = \hat{\mu}\mathbf{H}, \quad (12)$$

считая магнитную проницаемость отличной от δ_{ij} . Компоненты волнового уравнения будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{xx} \mu_{yy} - k_z^2 \right) E_x - i \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{yy} g_z E_y &= 0, \\ i \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{xx} g_z E_x + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{yy} \mu_{xx} - k_z^2 \right) E_y &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Ограничиваясь членами первого порядка малых величин $\frac{\mu_{xx}}{\epsilon_{xx}} \frac{g_z^2}{\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \epsilon_{yy} \mu_{xx}}$ и $\frac{\mu_{yy}}{\epsilon_{yy}} \frac{g_z^2}{\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \epsilon_{yy} \mu_{xx}}$, т.е. считая круговое преломление, индуцируемое внешним магнитным полем, малым по сравнению с линейным преломлением, из (13) получаем:

$$\begin{aligned} k_{1z} &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{xx} \mu_{yy}} \cdot \left(1 + \frac{\mu_{xx}}{\epsilon_{xx}} \frac{g_z^2}{\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \epsilon_{yy} \mu_{xx}} \right), \\ k_{2z} &= \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{yy} \mu_{xx}} \cdot \left(1 + \frac{\mu_{yy}}{\epsilon_{yy}} \frac{g_z^2}{\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \epsilon_{yy} \mu_{xx}} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

При $g_z = 0$ k_{1z} из (14) совпадает с решением первого, а k_{2z} – второго из уравнений (13). Подставив выражение k_{1z} в первое из уравнений (13), а k_{2z} – во второе, приходим к следующим соотношениям, определяющим поляризацию волн:

$$\begin{aligned} E_{1y} &= i \frac{2\mu_{xx} g_z}{\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \epsilon_{yy} \mu_{xx}} E_{1x}, \\ E_{2x} &= i \frac{2\mu_{yy} g_z}{\epsilon_{xx} \mu_{yy} - \epsilon_{yy} \mu_{xx}} E_{2y}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для z – компонент векторов Пойнтинга имеем:

$$\begin{aligned} S_{1z} &= \frac{c}{4\pi} (E_{1x} H_{1y} - E_{1y} H_{1x}), \\ S_{2z} &= \frac{c}{4\pi} (E_{2x} H_{2y} - E_{2y} H_{2x}). \end{aligned} \quad (16)$$

Пользуясь соотношениями (15) и уравнением $[\mathbf{k} \mathbf{E}] = \frac{\omega}{c} \hat{\mu} \mathbf{H}$, выразим S_{1z} и S_{2z} через ту компоненту электрического поля в данной волне, которая имеется в отсутствие магнитооптической активности (это – E_{1x} в волне с z – компонентой волнового вектора k_{1z} и E_{2y} – в волне с z – компонентой волнового вектора k_{1z}). Получаем:

$$\begin{aligned}
S_{1z} &= \frac{c}{4\pi\mu_{yy}} \left[1 - \frac{(\mu_{xx}g_z)^2}{(\epsilon_{xx}\mu_{yy} - \epsilon_{yy}\mu_{xx})^2} \frac{\mu_{yy}}{\mu_{xx}} \right] \sqrt{\epsilon_{xx}\mu_{yy}} \\
&\quad \times \left(1 + \frac{\mu_{xx}}{\epsilon_{xx}} \frac{g_z^2}{(\epsilon_{xx}\mu_{yy} - \epsilon_{yy}\mu_{xx})^2} \right) E_{1x}^2, \\
S_{2z} &= \frac{c}{4\pi\mu_{xx}} \left[1 - \frac{(\mu_{xx}g_z)^2}{(\epsilon_{xx}\mu_{yy} - \epsilon_{yy}\mu_{xx})^2} \frac{\mu_{xx}}{\mu_{yy}} \right] \sqrt{\epsilon_{yy}\mu_{xx}} \\
&\quad \times \left(1 - \frac{\mu_{yy}}{\epsilon_{yy}} \frac{g_z^2}{(\epsilon_{xx}\mu_{yy} - \epsilon_{yy}\mu_{xx})^2} \right) E_{1y}^2.
\end{aligned} \tag{17}$$

При получении (17) считалось, что выражения, стоящие у единицы, малы по сравнению с 1. Вторые члены в квадратных скобках в каждом из соотношений (17) обусловлены появлением новых компонент поля, т.е., превращением плоских поляризаций в эллиптические, а вторые члены в круглых скобках обусловлены влиянием магнитооптической активности на показатель преломления. Первопричиной обоих эффектов является, конечно, внешнее магнитное поле.

Согласно (17), свойство среды, указанное в (11а), остается также при изменениях поляризации под влиянием магнитного поля, так как, согласно (14) и (17), опять имеем $\mathbf{S} \uparrow \uparrow \mathbf{k}$ для одной из волн и $\mathbf{S} \uparrow \downarrow \mathbf{k}$ – для другой.

4. Среда со спиральной структурой

Как было указано во Введении, в [12,13] рассматривалось дифракционное отражение в средах с надмолекулярной спиральной структурой (какими являются холестерические жидкие кристаллы), у которых все компоненты тензоров ϵ_{ij} и μ_{ij} в плоскости, перпендикулярной оси закручивания, отрицательны. Такие среды проявляют оптические свойства левых веществ, что заключается в следующем: дифракционное отражение в среде с закрученностью по правой (левой) спирали испытывает падающая на границу среды волна, поляризованная по левому (правому) кругу. Ниже мы рассмотрим среды, у которых оба тензора – ϵ_{ij} и μ_{ij} , имеют как положительные так и отрицательные компоненты. Вспомним, что в хорошо известных спиральных средах – холестерических жидких кристаллах, правизна круговой поляризации падающей волны, испытывающей дифракционное отражение, совпадает с правизной той спирали, по которой среда закручена, т.е., в среде, закрученной по правой (левой) спирали, испытывает дифракционное отражение падающая волна с правой (левой) круговой поляризацией.

Следуя подходу Озеена [17], примененному к немагнитным средам, перейдем в волновом уравнении к компонентам полей, отнесенным к осям x и y ,

делящим пополам углы между главным направлениям тензора ε_{ij} и главным направлениям тензора μ_{ij} , лежащими в плоскостях, перпендикулярных оси спиральности (ось z) при любом z (рис.).

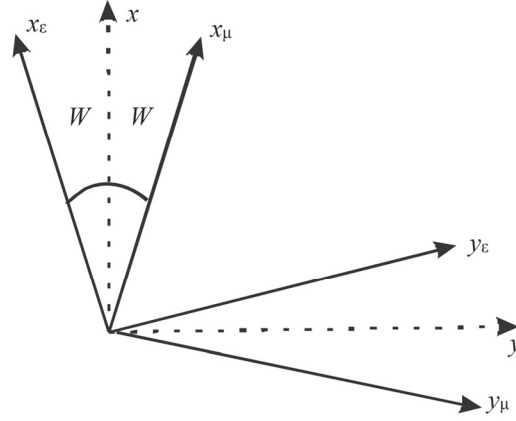


Рис. К обобщению подхода Озеена преобразования системы координат: $x_\varepsilon, y_\varepsilon$ – главные направления тензора ε_{ij} , а x_μ, y_μ – главные направления тензора μ_{ij} . Все направления, указанные на рисунке, лежат в плоскости, перпендикулярной к направлению, вокруг которого среда закручена.

Для такой среды дисперсионное уравнение принимает вид [8]:

$$K^4 - PK^2 - Q = 0, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} Q = & -a^4 + \frac{\omega^2}{c^2} a^2 [(\varepsilon_1 \mu_1 + \varepsilon_2 \mu_2)(\sin^4 W + \cos^4 W) + 2(\varepsilon_1 \mu_2 + \varepsilon_2 \mu_1) \sin^2 W \cos^2 W] \\ & - \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \mu_1 \mu_2, \\ P = & 2a^2 + \frac{\omega^2}{c^2} a^2 [(\varepsilon_1 \mu_1 + \varepsilon_2 \mu_2) \sin^2 2W + (\varepsilon_1 \mu_2 + \varepsilon_2 \mu_1) \cos^2 2W]. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь ε_1 и ε_2 – главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскостях, перпендикулярных к оси закрученности среды, μ_1 и μ_2 – то же, но для тензора магнитной проницаемости, $2W$ – угол, на который повернута пара главных направлений тензора ε_{ij} , лежащих в плоскости $z = \text{const}$, от пары главных направлений тензора μ_{ij} , лежащих в той же плоскости. С изменением z обе пары поворачиваются на один и тот же угол $a\Delta z$ вокруг оси z (где $a = 2\pi/\sigma$, σ – шаг спирали, по которой закручена среда).

Дифракционное отражение имеет место на частотах, на которых $K = 2\pi/\lambda' = 0$ [15], где λ' – пространственный период поля в системе x, y ,

поворачивающейся вместе с главными направлениями тензоров ε_{ij} и μ_{ij} в плоскости, перпендикулярных к оси закрученности среды: дифракционное отражение происходит, когда пространственный период поля в лабораторной системе совпадает с периодом спиральной структуры. При совпадении этих периодов период поля в поворачивающейся вместе со структурой системе x, y будет бесконечен [17, 8]:

$$K=0. \quad (20)$$

Подставив в (18) $K=0$, будем иметь $Q=0$, и пользуясь выражением Q из (11), для частот дифракционного отражения получаем:

$$\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{xx} \mu_{xx}} = a, \quad \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{yy} \mu_{yy}} = a. \quad (21)$$

Если $\varepsilon_{xx}, \mu_{xx}, \varepsilon_{yy}, \mu_{yy}$ – положительны, то, как известно, знак спиральности закрученной среды совпадает со знаком той круговой поляризации, при которой имеет место дифракционное отражение [8]. Если же все ε_{ij} и μ_{xx} – отрицательны, то дифракционное отражение имеет место на тех же частотах, но при противоположном знаке круговой поляризации падающей волны [12,13]. Следовательно, при $\varepsilon_{yy}, \mu_{xx} > 0, \varepsilon_{xx}, \mu_{yy} < 0$ дифракционное отражение на частоте ω_1 , определяемое соотношениями (21), будет иметь место при правой (левой) круговой поляризации в правозакрученной среде, а на частоте ω_2 – при обратной круговой поляризации.

Таким образом, правозакрученная (левозакрученная) среда будет дифракционно отражать волну с правой (левой) круговой поляризацией на одной частоте $ac/\sqrt{\varepsilon_{xx}\mu_{xx}}$, а волну с левой (правой) круговой поляризацией на другой частоте $ac/\sqrt{\varepsilon_{yy}\mu_{yy}}$, т.е. среда, в зависимости от частоты, может рассматриваться как правой, так и левой.

Заметим, что корни (21) уравнения (18) соответствуют случаю, когда $W=0$. В общем случае $W \neq 0$ эти корни будут зависеть от W , т.е., будет иметь место зависимость ширины и положения области дифракционного отражения от W .

Возможна ситуация совпадения корней уравнения (18) – что означает совпадение двух частот, на одной из которых дифракционное отражение испытывает волна с правой круговой поляризацией, на другой – левой. Такое совпадение будет означать, что среда дифракционно отражает волну с произвольной поляризацией, так как волну с произвольной поляризацией можно разложить на суперпозицию волн с левой и правой круговой поляризацией.

5. Заключение

Одна и та же среда, у которой тензоры ϵ_{ij} и μ_{ij} имеют как положительные так и отрицательные компоненты, в зависимости от поляризации и частоты, может проявляться и как правое вещество, и как левое. Такое неординарное оптическое свойство продемонстрировано на примере анизотропных однородных сред в отсутствии и присутствии гиротропии и периодически неоднородных сред со спиральной структурой. Подобная среда, имеющая спиральную структуру, может дифракционно отражать волну с произвольной поляризацией. Ширина области дифракционного отражения зависит не только от ϵ_{ij} , μ_{ij} и шага спирали, но и от угла между главными направлениями тензора ϵ_{ij} , с одной стороны и тензора μ_{ij} , с другой стороны.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Государственного комитета по науке МОН РА в рамках проекта № 18Т-1С395.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.Г. Веселаго.** УФН, **87**, 517 (1967).
2. **J.B. Pendry, A.J. Holden, W.J. Stewart, et al.** Phys.Rev. Lett., **76**, 4773 (1996).
3. **J.B. Pendry, D.R. Smith.** Physics Today, **57**, 37 (2004).
4. **S. Dai, Q. Ma, M. Liu, T. Andersen, et al.** Nat. Nanotechnol., **10**(8), 682 (2015).
5. **C. Rizza, A. Di Falco, M. Scalora, and A. Ciattoni.** Phys. Rev. Lett., **115**, 057401 (2015).
6. **O.S. Eritsyanyan.** Kristallografiya, **11**, 461 (1978).
7. **J.F. Nye.** Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices, Oxford University Press, 1957.
8. **О.С.Ерицянь.** Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, «Айастан», 1988.
9. **T. Dumelow.** Solid State Physics, **67**, 103, (2016).
10. **V.V. Bryksin, D.N. Mirlin, I.I. Reshina.** Fiz.Tverd. Tela, **15**, 1118 (1973).
11. **O.S. Eritsyanyan, A.A. Lalayan, O.M. Arakelyan, A.A. Papoyan, R.B. Kostanyan.** Crystallogr. Rep., **55**(6), 938 (2010).
12. **A. Lakhtakia.** Adv. matter., **14**,6, 447, (2008).
13. **О.С. Ерицянь, О.М. Аракелян.** Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 301, (2004).
14. **А.Р. Мкртчян, О.С. Ерицянь.** Материалы международной школы имени Г.А. Аскаряна, Мегри, с. 51, (2017).
15. **В.А. Беляков, А.С. Сонин.** Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
16. **V.A. Belyakov.** Diffraction Optics of complex-Structure Periodic Media, New York, Springer, 1992.
17. **W. Oseen.** Trans. Farad. Soc., **29**, 883 (1933).

ԱՋ ԵՎ ՁԱԽ ՆՅՈՒԹԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՀԱՄԱՏԵՂՈՂ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԱՅԻՆ ԵՎ
ԴԻՖՐԱԿՑԻՈՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ա.Ա. ԼԱԼԱՅԱՆ,
Շ.Կ. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ռ.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ժ.Բ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը օպտիկապես համասեռ անիզոտրոպ միջավայրում և պարբերական անհամասեռ պարուրային միջավայրում, երբ դիէլեկտրական և մագնիսական թափանցելիության երկու տենզորն էլ ունեն և՛ դրական, և՛ բացասական կոմպոնենտներ: Ցույց է տրված, որ այդպիսի միջավայրերը, ալիքի բևեռացումից կախված, դրսևորում են և՛ աջ, և՛ ձախ միջավայրերի հատկություններ: Ցույց է տրված, որ պարբերական պարուրային կառուցվածքով միջավայրը կարող է օժտված լինել ցանկացած բևեռացումով ալիքը լրիվ դիֆրակցիոն անրադարձման ենթարկելու հատկությամբ: Ցույց է տրված, որ ε_{ij} և μ_{ij} տենզորների տարբեր նշաններով կոմպոնենտների առկայության դեպքում պարուրային միջավայրում կազմավորվում է դիֆրակցիոն անրադարձման երկու տիպ, որոնցից մեկը համապատասխանում է աջ շրջանային բևեռացումով ալիքին, մյուսը՝ ձախ բևեռացումով ալիքին:

POLARIZATION AND DIFFRACTION PECULIARITIES
OF OPTICAL MEDIA POSSESING SIMULTANEOUSLY THE
PROPERTIES OF RIGHT AND LEFT SUBSTANCES

A.R. MKRTCHYAN, H.S. ERITSYAN, A.A. LALAYAN,
SH. K. ERITSYAN, R.S. HAKOBYAN, ZH. B. KHACHATRYAN

The propagation of an electromagnetic wave in optically homogeneous anisotropic media, and in periodically inhomogeneous media with a spiral structure is considered with the simultaneous presence of positive and negative components both in the permittivity tensor and in the magnetic permeability tensor. It is shown that such media, depending on polarization, exhibit properties of both right-handed and left-handed substances. It is shown that a medium with a spiral periodic structure may have the property of full diffraction reflection of a wave of any polarization. It is revealed, that in the spiral medium in the case of the presence of different signs components of ε_{ij} and μ_{ij} , two regions of diffraction reflection are formed, corresponding to two waves with circular polarization with mutually opposite circles of polarization.