

03

Пространственная динамика вектора квазиспина света в анизотропной среде с кручением

© Л.С. Асланян, А.Э. Айвазян

Ереванский государственный университет,
0025 Ереван, Республика Армения
e-mail: anayvazyan95@gmail.com

Поступила в редакцию 10.03.2022 г.

В окончательной редакции 24.05.2022 г.

Принята к публикации 25.05.2022 г.

На сфере Пуанкаре количественно исследована пространственная эволюция состояния поляризации света в плавнеооднородных анизотропных средах с гиротропией. Выявлены основные особенности зависимостей от толщины образца, вектора гирации и азимута поляризации входящей линейно поляризованной волны. Для анализа использовано полученное путем перехода во вращающуюся систему координат аналитическое решение системы связанных уравнений относительно декартовых компонент электрической составляющей световой волны.

Ключевые слова: сфера Пуанкаре, эволюция поляризации, среда с гиротропией, вращающаяся система координат.

DOI: 10.21883/OS.2022.08.52903.3295-22

1. Введение

Задача распространения поляризованного света в среде всегда представляла большой интерес в различных областях физики [1–3]. Это вполне объяснимо, так как исследование поляризационных характеристик света, прошедшего среду, не только содержит обширную информацию о самой среде, но и является основой широкого спектра приспособлений, позволяющих управлять характеристиками самого излучения [4]. В первую очередь это разного рода волновые пластины, которые используются для модуляции состояния поляризации излучения. Следует подчеркнуть, что создание таких элементов управления не ограничивается только оптическим диапазоном. Например, в [5] рассмотрена возможность создания ахроматической четвертьволновой пластины в терагерцовом диапазоне. Рабочий диапазон 0.2–0.5 THz можно было перестраивать в интервале 0.3–0.7 THz с помощью жидкокристаллических фазовых пластин, анизотропия которых регулировалась магнитным полем. В [6] рассмотрены поляризаторы и фазовые пластинки на основе полимерно диспергированных жидких кристаллов (ЖК), управление в которых осуществлялось с помощью создания регулируемых микроструктур. В [7] рассмотрены управляемые поляризаторы THz диапазона на основе ЖК в скрещенных электрических и магнитных статических полях. В более ранних работах было исследовано адиабатическое вращение и ахроматическое преобразование поляризации света в неоднородно анизотропных средах [8]. Рассмотрение проведено на основе аналогии уравнений, описывающих пространственную динамику поляризации света в неоднородно анизотропной среде, и уравнения Шредингера, описывающего ко-

герентное лазерное возбуждение трехуровневого атома. Рассмотрены также широкополосные преобразователи поляризации в средах с неоднородным линейным и циркулярным дихроизмом.

Очевидно, создание разного рода управляющих элементов требует подробного анализа задач распространения излучения в средах с различными оптическими характеристиками. Метод связанных волн, рассмотренный в [9], позволил провести глубокую аналогию между квантовой механикой и оптикой [10], тем самым расширив круг рассматриваемых задач, связанных, в частности, с распространением поляризованной волны в средах с пространственной неоднородностью анизотропии, диссипации и гиротропии [11,12], а применение понятия квазиспина поляризации позволило не только существенно упростить решение широкого круга задач, но и решать задачи, практически недоступные для других методов. Такой метод успешно применялся также для исследования эволюции поляризации излучения в неоднородно намагниченной плазме с диссипацией [13], а в [14] — в более общем случае неоднородной, анизотропной, оптически активной и дихроичной плазмы.

В [15,16] на основе такой аналогии качественно рассмотрен ряд эффектов поляризационной оптики, в частности, распространение поляризованного света в присутствии внешнего магнитного поля (обобщенный эффект Фарадея), а также в случае гиротропной среды с модулированной анизотропией (оптический аналог магнитного резонанса).

Целью настоящей работы является теоретическое рассмотрение пространственной эволюции состояния поляризации света в анизотропной среде с кручением локальной оптической оси и с примесью гиротропных

молекул. Основой анализа является система уравнений связанных волн, полученных в приближении геометрической оптики, и их решение посредством перехода во вращающуюся систему координат [17,18].

2. Система укороченных уравнений

Пусть поляризованная плоская монохроматическая волна распространяется в оптически неоднородной анизотропной среде с гиротропией. В качестве такой среды можно рассматривать не только различные смеси ЖК и гиротропных веществ, но и изотропные среды во взаимно перпендикулярных неоднородных электрических и магнитных полях [13–16].

Лабораторную систему координат выберем так, чтобы ось z совпадала с направлением распространения волны, а оси x, y сонаправлены главным осям одноосной анизотропной среды на входе. Как было показано в [11,12,17], волновое уравнение для двумерного вектора Джонса

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix},$$

описывающего состояние поляризации световой волны, можно свести к двумерному виду

$$\frac{d^2 \mathbf{E}(z)}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \hat{h}(z) \mathbf{E}(z) = 0, \quad (1)$$

где \hat{h} — тензор, характеризующий оптические свойства среды, элементы которого связаны с тензором диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon}_{ij}$ комплексной среды следующим соотношением:

$$h_{ij}(z) = \tilde{\epsilon}_{ij} - \frac{\tilde{\epsilon}_{iz} \tilde{\epsilon}_{jz}}{\tilde{\epsilon}_{zz}}; \quad i, j = x, y. \quad (1a)$$

Заметим, что в случае нормального падения на среду тензор $h_{ij}(z) = \tilde{\epsilon}_{ij}$.

Во многих рассматриваемых структурах неоднородность анизотропии на длине волны мала и вполне оправдано применение метода геометрической оптики. С учетом этого решение уравнения (1) ищется в виде

$$E_i(z) = F_i(z) e^{i\Phi(z)}. \quad (2)$$

В (2) $\mathbf{F}(z)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда, а фазовый множитель $\Phi(z)$ в условиях данной задачи равен

$$\Phi(z) = \frac{\omega}{c} \int n(z) dz, \quad (3)$$

где

$$n(z) = \sqrt{\frac{h_{xx} + h_{yy}}{2}}. \quad (3a)$$

Такая подстановка позволяет при распространении в среде разделить относительно медленные и быстрые изменения параметров волны, связанные с неоднородностью среды. Учитывая медленность изменения $\mathbf{F}(z)$ (т.е.

пренебрегая малыми величинами $\mathbf{F}''(z)$), из (1) и (2) получим векторное уравнение

$$\frac{d\mathbf{J}(z)}{dz} = i\hat{H}(z)\mathbf{J}(z). \quad (4)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\mathbf{J}(z) = \mathbf{F}(z) \sqrt{\phi'(z)}, \quad (4a)$$

$$\hat{H}(z) = \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{\hat{h}(z)}{2n(z)} - \frac{1}{2} n(z) \hat{I} \right\}. \quad (4b)$$

Это уравнение, которое описывает пространственную эволюцию поляризации света в среде. Оно формально совпадает с уравнением Шредингера в квантовой механике. Матрица $\hat{H}(z)$, фактически являясь аналогом гамильтониана, характеризует свойства среды (в том числе и в присутствии внешних однородных и неоднородных полей) [19], а собственные поляризации среды выступают в роли двух энергетических уровней. Заметим, что такая аналогия может существенно расширить круг рассматриваемых задач.

3. Диэлектрическая проницаемость среды

Рассмотрим композитную среду, в которой имеется неоднородность оптической анизотропии и гиротропия. Диэлектрическую проницаемость такой среды можно представить [20] в следующем виде:

$$D_i = \tilde{\epsilon}_{ij} E_j = \epsilon_{ij}(z) E_j + \gamma_{ijz}(z) \frac{\partial E_j(z)}{\partial z}. \quad (5)$$

Здесь $\epsilon_{ij}(z)$ — диэлектрическая проницаемость неоднородно анизотропной среды, а второе слагаемое в (5) учитывает гиротропию. Заметим, здесь принято, что в рассматриваемой задаче среда по координатам x, y однородна, т.е. $\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$.

Сделаем дополнительные предположения о среде. Пусть свет распространяется в анизотропной среде с кручением локальной оптической оси. Представим тензор диэлектрической проницаемости такой плавно неоднородной анизотропной среды $\epsilon_{ij}(z)$ [21,22] в виде

$$\epsilon_{ij}(z) = \epsilon_{\perp} \delta_{ij} + \epsilon_a m_i(z) m_j(z). \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{m}(z)$ — единичный вектор, описывающий локальную ориентацию оптической оси, δ_{ij} — символ Кронекера, $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ — анизотропия. В случае изотропной гиротропии [20]

$$\frac{\omega}{c} \gamma_{ijz} = g e_{ijz}. \quad (6.1)$$

Здесь e_{ijk} — единичный антисимметричный тензор, g — модуль вектора гирации. Для удобства диэлектрическую проницаемость преобразуем к виду

$$\tilde{\epsilon}(z) = \frac{\epsilon_e + \epsilon_o}{2} \hat{\sigma}_0 + \frac{\epsilon_a}{2} \cos 2\psi(z) \hat{\sigma}_1 + \frac{\epsilon_a}{2} \sin 2\psi(z) \hat{\sigma}_2 - n(z) g \hat{\sigma}_3. \quad (7)$$

В (7) $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули [19]:

$$\hat{\sigma}_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$\hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Учитывая (2) и малость $\gamma_{ijz}(z)F_j'(z)$, после несложных преобразований матрицу (4b) можно представить в более удобной форме:

$$\hat{H}(z) = \frac{\omega}{2cn(z)} \left\{ \frac{\varepsilon_{xx}(z) - \varepsilon_{yy}(z)}{2} \hat{\sigma}_1 - \varepsilon_{xy}(z) \hat{\sigma}_2 - n(z)g \hat{\sigma}_3 \right\}. \quad (8)$$

Окончательно с помощью (7) имеем

$$\hat{H}(z) = \frac{\omega}{2cn(z)} \left\{ \frac{\varepsilon_a}{2} \cos 2\psi \hat{\sigma}_1 + \frac{\varepsilon_a}{2} \sin 2\psi \hat{\sigma}_2 - n(z)g \hat{\sigma}_3 \right\}. \quad (8a)$$

К сожалению, даже упрощенная система уравнений (4) с (8a) не всегда имеет полное аналитическое решение.

4. Решение системы укороченных уравнений

Как было продемонстрировано в [17,23], в случае твист-ориентации оптической оси систему уравнений (4) можно решить аналитически, если перейти во вращающуюся систему координат. Учитывая, что присутствие постоянной гиротропии не меняет симметрию среды, для аналитического решения системы (4) перейдем во вращающуюся систему координат [17] посредством замены

$$\mathbf{J}(z) = \hat{R}^{-1} \mathbf{A}(z), \quad \hat{H}(z) = \hat{R}^{-1} \hat{H}_0 \hat{R}, \quad (9)$$

где

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_\xi \\ A_\eta \end{pmatrix}$$

— вектор Джонса во вращающейся системе координат, $\hat{R}(\psi)$ — матрица поворота координатных осей:

$$\hat{R}(\psi) = \begin{pmatrix} \cos \psi(z) & \sin \psi(z) \\ -\sin \psi(z) & \cos \psi(z) \end{pmatrix},$$

а \hat{H}_0 — „гамильтониан“ неоднородно анизотропной среды в локальной системе координат. После преобразований получим систему связанных уравнений относительно $\mathbf{A}(z)$ во вращающейся системе координат:

$$\frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} - i\omega_a \hat{\sigma}_1 \mathbf{A}(z) = i(\psi' - \omega_g) \hat{\sigma}_3 \mathbf{A}(z). \quad (10)$$

Здесь $\omega_a = \pi \varepsilon_a / 2\lambda n_0$, $\omega_g = \pi g / \lambda$. В случае линейного закона изменения угла $\psi(z) = \alpha z$, это система уравнений с постоянными коэффициентами, решение которой

нетрудно найти. Решив эту систему уравнений с граничными условиями

$$E_x(0) = \frac{1}{\sqrt{\phi'(0)}} J_x(0) = A_0, \quad E_y(0) = \frac{1}{\sqrt{\phi'(0)}} J_y(0) = B_0$$

и осуществив обратный переход в лабораторную систему координат, окончательно получим:

$$E_i(z) = \frac{i}{2\Omega} [A_i(z)e^{-i\Omega z} + B_i(z)e^{i\Omega z}] e^{i\frac{2\pi}{\lambda} n_0 z}, \quad (11)$$

$$A_x(z) = \left(B_0 - i \frac{\alpha - \omega_g}{\omega_a + \Omega} A_0 \right) \times [(\alpha - \omega_g) \cos \psi(z) + i(\omega_a + \Omega) \sin \psi(z)],$$

$$B_x(z) = [-i(\omega_a + \Omega)A_0 - (\alpha - \omega_g)B_0] \times \left[\cos \psi(z) - i \frac{\alpha - \omega_g}{\omega_a + \Omega} \sin \psi(z) \right],$$

$$A_y(z) = \left(B_0 - i \frac{\alpha - \omega_g}{\omega_a + \Omega} A_0 \right) \times [(\alpha - \omega_g) \sin \psi(z) - i(\omega_a + \Omega) \cos \psi(z)],$$

$$B_y(z) = [-i(\omega_a + \Omega)A_0 - (\alpha - \omega_g)B_0] \times \left[\sin \psi(z) + i \frac{\alpha - \omega_g}{\omega_a + \Omega} \cos \psi(z) \right].$$

$$\Omega^2 = \omega_a^2 + (\alpha - \omega_g)^2, \quad A_0 = E_x(z=0), \quad B_0 = E_y(z=0).$$

Величины A_0 и B_0 могут быть комплексными (для возможности анализа эллиптически поляризованной входящей волны). Нетрудно проверить, что уравнения (11) в пределе $\alpha, g \rightarrow 0$ переходят в хорошо известные [21,22]. Полученные аналитические выражения (11) позволяют полностью количественно объяснить поведение поляризованного света в твист-структурах с примесью гиротропных молекул. Такой подход может быть особенно плодотворным также и в средах с зависящей от времени анизотропией с целью создания поляризационных устройств с временным управлением [24]. С этой точки зрения представляет интерес также работа [25], в которой на основе аналогии явления компенсации линейной анизотропии в присутствии гармонически модулированной гиротропии предсказывается существование аналогичного эффекта в однородном магнитном поле с временной модуляцией. Так как явление компенсации линейной анизотропии в присутствии пространственной гармонически модулированной гиротропии подробно исследовано в работе [26] в приближении вращающейся волны, следует ожидать, что универсальность полученного решения позволит исследовать аналогичные задачи.

5. Обсуждение

Проведем анализ прохождения плоской линейно поляризованной волны через слой одноосной анизотропной среды с кручением оптической оси и с примесью оптически активных молекул. Для конкретности примем, что на среду падает линейно поляризованная волна с азимутальным углом β . Тогда граничные условия запишутся в виде

$$A_0(z = 0) = \cos \beta, \quad B_0(z = 0) = \sin \beta. \quad (12)$$

Как следует из (11), в частном случае, когда $\alpha = \omega_g$, имеем

$$A_x(z) = 2i\omega_a B_0 \sin \psi(z), \quad B_x(z) = -2i\omega_a A_0 \cos \psi(z),$$

$$A_y(z) = 2iB_0\omega_a \cos \psi(z), \quad B_y(z) = -2i\omega_a A_0 \sin \psi(z).$$

Если входящая волна линейно поляризована вдоль оси x лабораторной системы координат (т.е. $\beta = 0$), то $A_0 = E_x(z = 0) = 1, B_0 = E_y(z = 0) = 0$. Соответственно для окончательного решения имеем

$$\left. \begin{aligned} E_x(z) &= A_0 \cos \psi(z) \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \left(1 + \frac{\epsilon_a}{4n_0^2} \right) z \right\} \\ E_y(z) &= A_0 \sin \psi(z) \exp \left\{ i \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \left(1 + \frac{\epsilon_a}{4n_0^2} \right) z \right\} \end{aligned} \right\}$$

или

$$\frac{E_y(z)}{E_x(z)} = \operatorname{tg} \psi(z).$$

Это означает, что в таких условиях поляризация световой волны адиабатически следует за вращением оптической оси. При данном значении вектора гирации нетрудно определить также соответствующую толщину образца. Из условия $\alpha = \omega_g$ следует $L = 2\lambda/g$.

Для наглядности последующих результатов анализ проведем на сфере Пуанкаре. В связи с этим определим [19] также параметры Стокса (или вектор квазиспина) с помощью соотношений

$$\mathbf{S}(z) = \mathbf{E}^+(z) \hat{\sigma} \mathbf{E}(z). \quad (13)$$

Заметим, из-за (12) вектор квазиспина нормирован на единицу.

5.1. Гиротропная среда с однородной анизотропией

Допустим, что в среде отсутствует кручение, т.е. среда однородно анизотропная. Ориентацию координатных осей S_1, S_2, S_3 выберем так, чтобы экваториальная плоскость соответствовала линейной поляризации. На рис. 1 и 2 представлено поведение состояния поляризации при распространении в такой среде. Как видно

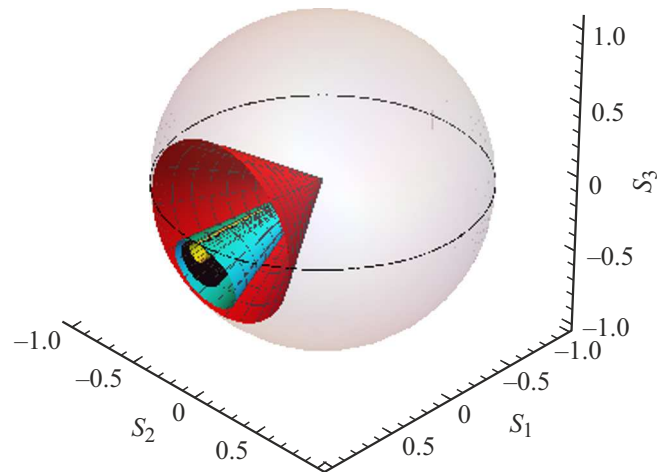


Рис. 1. Поляризационные биения в гиротропной среде с однородной анизотропией. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 2.43; \epsilon_o = 2.42; \lambda = 0.5 \mu\text{m}$; толщина слоя составляет $200 \mu\text{m}$; $g = 0$ ($\beta = 0.1$, красный конус), $0.2 \cdot 10^{-3}$ ($\beta = 0$, желтый конус), $0.5 \cdot 10^{-3}$ ($\beta = 0$, черный конус), $0.8 \cdot 10^{-3}$ ($\beta = 0$, голубой конус).

из рис. 1, вектор квазиспина в этом случае вращается по поверхности конуса (прецессия вектора квазиспина) следующим образом:

- в отсутствие гирации вектор квазиспина вращается по поверхности конуса, симметрично расположенной относительно экваториальной плоскости (красный конус);
- в случае, когда гирация отлична от нуля, ось поворачивается относительно этой плоскости на угол, пропорциональный гирации [27];
- при включении гиротропии угол раствора конуса растет с увеличением постоянной гирации;
- при постоянном значении гирации изменение азимута входной поляризации влияет только на угол раствора, такое поведение представлено на рис. 2 — как видно, присутствие гиротропии меняет только угол осей конусов относительно экваториальной плоскости.

5.2. Неоднородно анизотропная среда

Учет кручения оптической оси существенно меняет картину. Рисунок 3 демонстрирует влияние кручения оптической оси на поведение квазиспина. Как видно из этого рисунка, в этом случае прецессия квазиспина поляризации меняется на нутации.

Такой анализ позволяет провести количественное исследование явления адиабатического отслеживания. Как известно, в анизотропных средах с кручением оптической оси наблюдается явление адиабатического отслеживания. То есть, если падающая волна на входе в среду линейно поляризована вдоль одной из нормальных осей, то вектор поляризации световой волны отслеживает вращение главных осей при условии, что

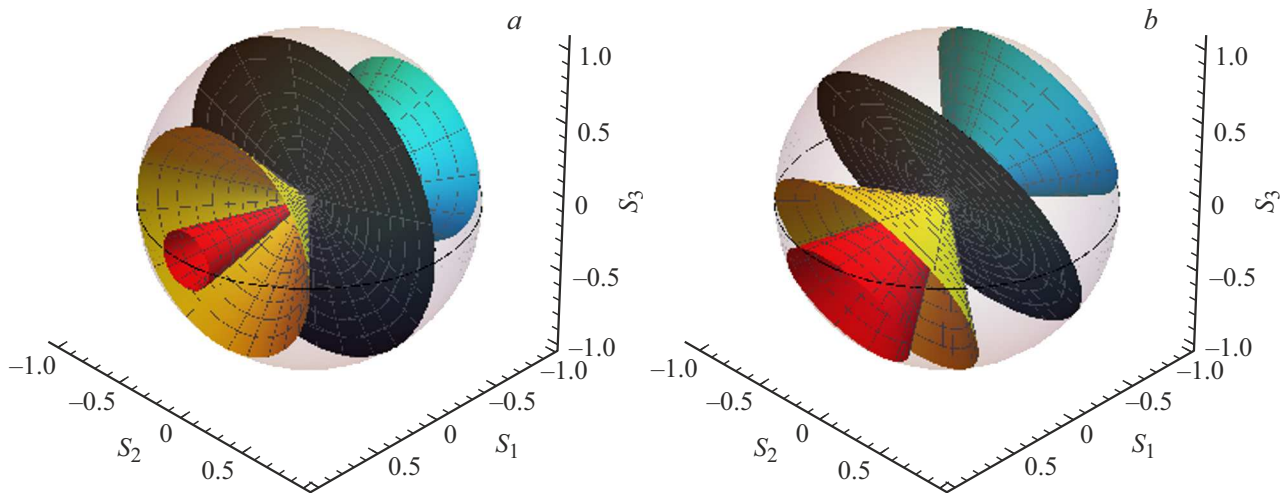


Рис. 2. Поляризационные биения в гиротропной среде с однородной анизотропией. Значения параметров следующие: $g = 0$ (a), 0.0015 (b); $\epsilon_e = 2.43$; $\epsilon_0 = 2.42$; $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$; толщина слоя составляет $200 \mu\text{m}$; $\beta = 0.03\pi$ (красный конус), 0.15π (желтый конус), 0.25π (черный конус), 0.6π (голубой конус).

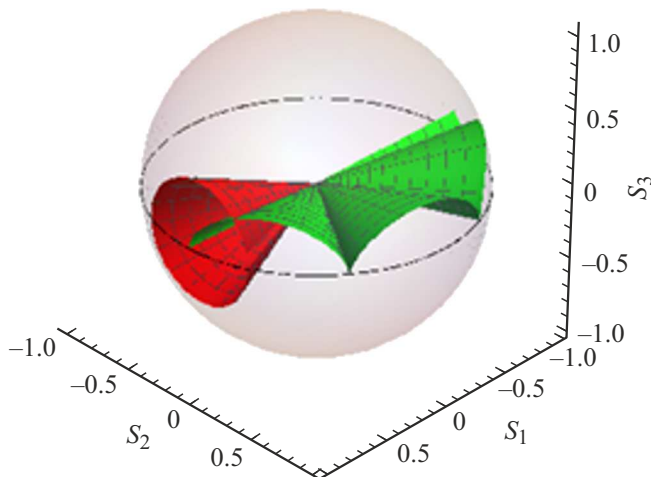


Рис. 3. Эволюция состояния поляризации света в анизотропной среде с кручением оптической оси. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 2.43$, $\epsilon_0 = 2.42$, $q = 0$, $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, толщина слоя составляет $500 \mu\text{m}$. $\psi(L) = 0$ (красное изображение), $\pi/2$ (зеленое изображение).

коэффициент кручения мал [21,22]. Это свойство широко применяется для создания управляемых световых затворов (в частности, на ЖК [22]). Однако такая качественная картина не полностью отражает истинную картину эволюции состояния поляризации света в средах с кручением оптической оси. В качестве примера на рис. 4 представлено поведение поляризованного света в такой среде при трех разных толщинах. Как видно из рисунка, эволюция состояния поляризации света в слое существенно зависит также от толщины образца. Прослеживается следующая закономерность. При увеличении толщины слоя неоднородная анизотропная среда с кручением оптической оси разбивается на элементар-

ные полуволновые пластины, средние оптические оси которых повернуты друг относительно друга (рис. 4). Наблюдается и другая закономерность. С увеличением толщины образца амплитуда пространственных осцилляций уменьшается (эллиптичность $e \sim S_3 \rightarrow 0$) и вектор квазиспина практически вращается в экваториальной плоскости.

Это означает, что входящая линейно поляризованная волна адиабатически следует за вращением оптической оси, оставаясь при этом линейно поляризованной.

5.3. Гиротропная среда с неоднородной анизотропией

При одновременном присутствии изотропной гиротропии и неоднородности анизотропии появляется особенность. На рис. 5 и 6 продемонстрирована эта особенность для двух разных толщин образца. Как видно из сравнения этих рисунков, увеличение значения гирации уменьшает значение эллиптичности, как и в случае чистой неоднородно анизотропной среды (рис. 3), а в случае выполнения условия $\alpha = \omega_g$ вектор квазиспина вращается в экваториальной плоскости. Такое поведение, как следует из рис. 5, 6, наблюдается независимо от толщины.

Таким образом, резюмируя проведенный анализ, можно сказать следующее.

- В комбинированных средах с неоднородной анизотропией (поворот оптической оси по линейному закону) переход во вращающуюся систему координат позволяет решить задачу аналитически. Такой вывод согласуется и с [23], где рассмотрена аналогичная задача, но с дихроичными молекулами. Следует ожидать, что переход во вращающуюся систему координат может быть полезным и при исследовании других (не только оптических) задач.

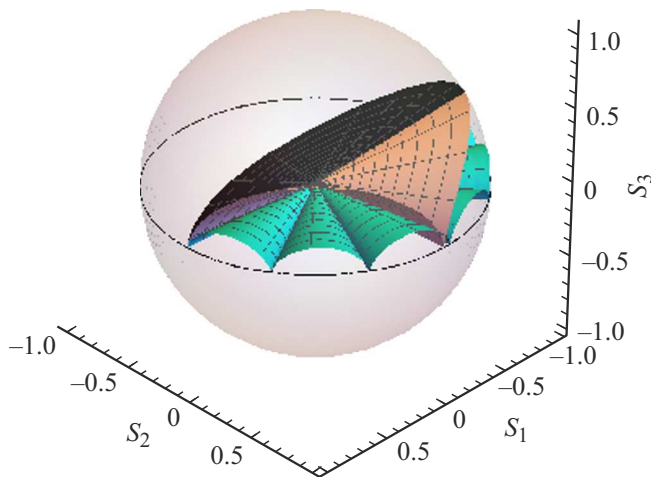


Рис. 4. Эволюция состояния поляризации света в анизотропной среде с кручением оптической оси. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 2.43$, $\epsilon_0 = 2.42$, $q = 0$, $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$; толщина слоя составляет 150 (черное изображение), 300 (оранжевое изображение), $900 \mu\text{m}$ (зеленое изображение).

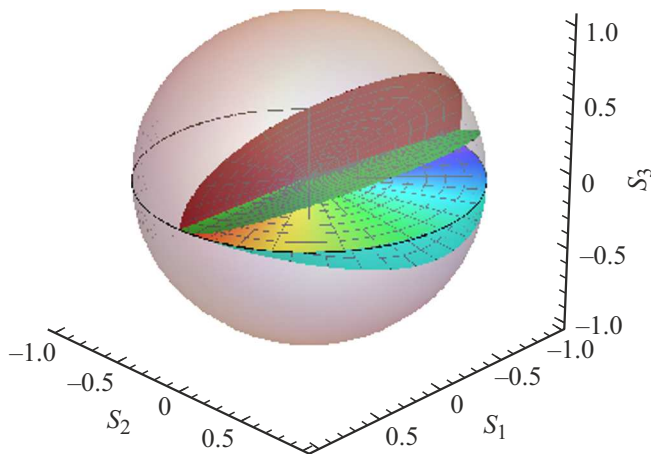


Рис. 5. Эволюция состояния поляризации света в неоднородной анизотропной среде с примесью гиротропных молекул. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 2.43$, $\epsilon_0 = 2.42$, $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$; толщина слоя составляет $150 \mu\text{m}$; $g = 0$ (красное изображение), $1.0 \cdot 10^{-3}$ (зеленое изображение), $1.65 \cdot 10^{-3}$ (радужное изображение), $2.0 \cdot 10^{-3}$ (голубое изображение).

• Присутствие в смеси компоненты с постоянной гиротропией не меняет качественно характер пространственной динамики поляризации света (рис. 4). Значение гирации уменьшает эллиптичность, и когда $\alpha = \omega_g$, свет практически не замечает анизотропность среды.

Подчеркнем, что наглядность рассмотрения известных задач позволяет сделать вывод, что в рамках такого подхода могут быть исследованы особенности поляризационного преобразования света и в других оптически неоднородных линейных и нелинейных средах.

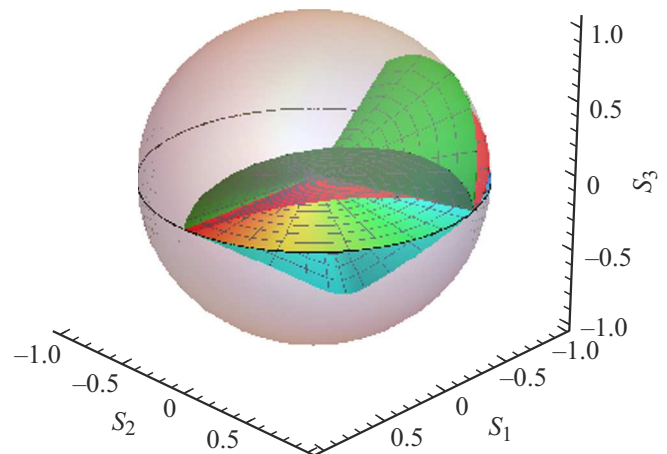


Рис. 6. Эволюция состояния поляризации света в неоднородной анизотропной среде с примесью гиротропных молекул. Значения параметров следующие: $\epsilon_e = 2.43$, $\epsilon_0 = 2.42$, $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$; толщина слоя составляет $250 \mu\text{m}$; $g = 0$ (зеленое изображение), $0.5 \cdot 10^{-3}$ (красное изображение), $1.0 \cdot 10^{-3}$ (радужное изображение), $1.5 \cdot 10^{-3}$ (голубое изображение).

Список литературы

- [1] M. Chekhova, P. Banzer. *Polarization of Light In Classical, Quantum, and Nonlinear Optics*. Walter de Gruyter GmbH (Berlin/Boston, 2021). DOI: 10.1515/9783110668025
- [2] B.A. Saleh, M.C. Teich. *Fundamentals of photonics*. (A John Wiley and Sons, inc.). DOI: 10.1002/0471213748
- [3] E. Collett, B. Schaefer. *Polarized Light for Scientists and Engineers*. (Polawave Group, Incorporated, 2012), 802 p.
- [4] T. Scharf. *Polarized Light in Liquid Crystals and Polymers*. A John Wiley and Sons, inc. publ, 400 (2006). DOI: 10.1002/047007437X
- [5] Ch. Hsieh, Ch. Yang, F. Shih, R. Pan, C. Pan. *Optics Express*, **27** (7), 9933 (2019). DOI: 10.1364/OE.27.009933
- [6] X. Zhang, F. Fan, C. Zhang, Y. Ji, X. Wang, Sh. Chang. *Optical Materials Express*, **10** (2), 282 (2020). DOI: 10.1364/OME.383058
- [7] Sh. Xu, F. Fan, Sh. Chen, Y. Xing, Y. Gao, H. Li, G. Niu, Sh. Chang. *Optical Materials Express*, **11** (1), 171 (2021). DOI: 10.1364/OME.414845
- [8] A.A. Rangelov, U. Gaubatz, N.V. Vitanov. *Opt. Commun.*, **283** (20), 3891 (2010). DOI: 10.1016/j.optcom.2010.06.027
- [9] K.G. Budden. *Phyl. Trans. Roy. Soc., Lond. A*, **290**, 405–433 (1979).
- [10] L. Allen, J.H. Eberly. *Physik in unserer zeit*, **7** (1), 31–32 (1976). DOI: 10.1002/piuz.19760070115
- [11] H. Kubo, R. Nagata. *JOSA*, **73** (12), 1719–1724 (1983). DOI: 10.1364/JOSA.73.001719
- [12] E. Santamato, Y.R. Shen. *JOSA A*, **4** (2), 356–359 (1987). DOI: 10.1364/JOSAA.4.000356
- [13] S. Segre. *J. Physics D: Appl. Physics*, **36** (22), 2806–2810 (2003). DOI: 10.1088/0022-3727/36/22/006
- [14] S. Segre. *JOSA. A*, **17** (1), 95–100 (2000). DOI: 10.1364/josaa.17.000095
- [15] H. Kuratsuji, Sh. Kakigi. *Phys. Rev. Lett.*, **80** (9), 1888–1891 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevLett.80.1888

- [16] V.S. Zapasskii, G.G. Kozlov. *Physics-Uspekhi*, **42** (8), 817 (1999). DOI: 10.1070/PU1999v042n08ABEH000454
- [17] A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, Yu.S. Chilingaryan. *Opt. Spectrosc.*, **116** (3), 483–487 (2014). DOI: 10.1134/S0030400X14030035
- [18] R.B. Alaverdyan, A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, G.S. Gevorgyan, S.Ts. Nersisyan. *J. Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, **50** (2), 137–143 (2015). DOI: 10.3103/S106833721502005X
- [19] A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, S.K. Nazaryan. *J. Contemporary Physics (Armenian Academy of Sciences)*, **47** (1), 23–28 (2012). DOI: 10.3103/S1068337212010057
- [20] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Electrodynamics of continuous media* (Elsevier Butterworth-Heinemann, 2004).
- [21] A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation* (John Wiley & Sons, 1984).
- [22] P. Yeh, C. Gu. *Optics of Liquid Crystal Displays* (By John Wiley and Sons, 1999). 438 с.
- [23] L.S. Aslanyan, A.E. Ayvazyan, H.H. Hovakimyan. *Opt. Spectrosc.*, **127** (5), 854–859 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19110201
- [24] A.T. Tudor. *J. Physical Society of Japan*, **81** (2), 024006 (2012). DOI: 10.1143/JPSJ.81.024006
- [25] G.G. Kozlov. The resonant behaviour of the Faraday rotation in a medium with linear birefringence, (2004). DOI: 10.48550/arXiv.physics/0407142
- [26] L.S. Aslanyan, H.H. Hovakimyan. *JOSA B*, **37** (3), 847–851 (2020). DOI: 10.1364/JOSAB.378809
- [27] A.L. Aslanyan, L.S. Aslanyan, S.K. Nazaryan. *Proc. SPIE* (SPIE Bellingham, WA 2012), 8414, 11, p. 1–7.