

УДК 535.2:548.1.022/.024

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В НАКЛОННЫХ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПУЧКАХ ЛАГЕРРА-ГАУССА НИЗШЕГО ПОРЯДКА В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ

Рыбась А. Ф.

*Таврический национальный университет имени В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: alex.rubass@gmail.com*

В данной работе рассмотрено поведение линейно-поляризованных пучков Лагерра-Гаусса низшего порядка в одноосном кристалле. Показано существование тонкой структуры излучения на выходной грани одноосного кристалла и изучена зависимость этой структуры от параметров кристалла и пучка.

Ключевые слова: оптические вихри, одноосный кристалл, пучок Лагерра-Гаусса.

ВВЕДЕНИЕ

Традиционные представления о линейно-поляризованном параксиальном пучке, проходящем вдоль оптической оси одноосного кристалла, предполагают, что на выходе из кристалла, после прохождения поляризатора пучок формирует распределение интенсивности в виде мальтийского креста [1]. Такая картина является «визитной карточкой» одноосного кристалла.

В терминах поляризационных сингулярностей коноскопическая картина возникает из-за наложения двух циркулярно-поляризованных пучков, переносящих вихри с двойным топологическим зарядом противоположного знака. Фактически, эта картина представляет собой поле с перпендикулярными краевыми дислокациями.

При наклоне пучка относительно оптической оси двойные вихри покидают пучок и структура краевых дислокаций должна испытать структурные преобразования. Основной объем [2, 3] теоретических и экспериментальных исследований касается в основном исследований структуры коноскопических картин, возникающих в осевых пучках. Всякое нарушение осевого распространения рассматривалось как возмущение коноскопической картины и не принималось во внимание. Тем не менее, этот процесс скрывает многообразие превращений поляризационных сингулярностей под воздействием даже слабых возмущений.

Следует заметить, что исследованию структуры поляризационных сингулярностей в пучках Лагерра-Гаусса низшего порядка, возникающих после возбуждения кристалла линейно-поляризованным светом, посвящены работы [4, 5]. В основе их модели лежит представление о двух линейно поляризованных пучках, которые переносят оптические вихри (обыкновенный и необыкновенный) и распространяются под мало различающимися углами. Авторы данных работ рассуждают следующим образом: для пучков с большим радиусом перетяжки $w_0 \approx 700$ мкм волновой фронт почти плоский в области вдали от сингулярности. Наклон же пучка приводит к возникновению разности фаз между обыкновенным и необыкновенным пучками, при этом изменение разности фаз на $\pi/2$ дает периодическое воспроизведение состояния.

Однако, поскольку линейно-поляризованные компоненты пучков имеют небольшую расходимость, в плоскости наблюдения возникает неоднородно поляризованное распределение поля с сеткой поляризационных сингулярностей. Малое изменение угла наклона, такое, чтобы разность фаз менялась на π , эквивалентно действию $\lambda/2$ пластинки: циркулярная поляризация меняет свой знак. Если двигаться вдоль С-линий, то она будет пересекать L-поверхности (поверхности с линейной поляризацией) в точках, отстоящих на расстоянии, где разность фаз между пучками различается на π . Хотя С-линия остаётся непрерывной, в местах пересечения с L-поверхностью возникают точки переключения направлений циркулярной поляризации, так называемый поляризационный анфолдинг. При этом полный топологический индекс по всей площади поля наблюдения остаётся постоянным. Однако линейно поляризованное поле пучка в кристалле незначительно деформировано вдоль направления исходной поляризации [6]. Это значит, что: 1) форма С-линий не может обладать осевой симметрией; 2) структура поляризационных сингулярностей зависит от плоскости наклона пучка; 3) структура С-линии зависит от угла ориентации линейной поляризации относительно плоскости наклона пучка. Этих особенностей авторы в работах [4, 5] не учитывают, что не позволяет им описать все многообразие проявлений сингулярностей в кристаллах. Таким образом, целью данной работы является исследование структуры скалярных и поляризационных сингулярностей, возникающих в кристалле при наклонном падении на него линейно-поляризованных пучков Лагерра-Гаусса, в широком диапазоне углов наклона, простирающимся от приосевых случаев до асимптотических вариантов.

1. ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ В НАКЛОННОМ ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОМ ФУНДАМЕНТАЛЬНОМ ГАУССОВОМ ПУЧКЕ

Рассмотрим распространение осесимметричного светового пучка вдоль оптической оси неограниченного однородного одноосного кристалла с тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon = \text{diag}(\epsilon_o, \epsilon_o, \epsilon_3)$, где $n_1 = \sqrt{\epsilon_o}$ и $n_3 = \sqrt{\epsilon_3}$ – показатели преломления вдоль главных кристаллографических осей, $n_1 > n_3$. Пучок можно представить в виде совокупности лучей, распространяющихся под различными углами к оптической оси. Как показано в [7, 8] амплитуды парциальных пучков можно описать в виде

$$\Psi_o = \frac{1}{\sigma_o} e \exp\left(-i \frac{r^2}{w_o^2 \sigma_o}\right), \Psi_e = \frac{1}{\sigma_e} e \exp\left(-\frac{r^2}{w_o^2 \sigma_e}\right), \quad (1)$$

где $\sigma_{o,e} = 1 - iz / z_{o,e}$, $z_{o,e} = \frac{k_{o,e} w_o^2}{2}$, w_o – радиус перетяжки пучка в плоскости $z = 0$.

И для описания поля на выходе из кристалла можно записать матрицу, которая позволяет оценивать эволюцию сингулярного пучка с любой исходной поляризацией, распространяющегося наклонно к оптической оси одноосного кристалла.

$$\Psi' = \begin{pmatrix} 1 & -\wp_- & 0 & 0 \\ -\wp_+ & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & \wp_- \\ 0 & 0 & \wp_+ & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_o^{(m,l)} \\ 0 \\ \Psi_e^{(m,l)} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\wp_- = \frac{x - i(y + i\alpha_o z_o)}{x + i(y + i\alpha_o z_o)}$, $\wp_+ = \frac{x + i(y + i\alpha_o z_o)}{x - i(y + i\alpha_o z_o)}$, кроме того $z_o \alpha_o = z_e \alpha_e$.

Рассмотрим случай, когда исходный пучок в плоскости $z=0$ линейно поляризован. Фактически это значит, что такой пучок состоит из двух циркулярно поляризованных пучков. В соответствие с выражением (2) находим в циркулярно поляризованном базисе компоненты:

$$E_+ = \Psi_o + \Psi_e - (\Psi_o - \Psi_e)e^{-i(2\varphi-\gamma)} \quad (3)$$

$$E_- = (\Psi_o + \Psi_e)e^{i\gamma} - (\Psi_o - \Psi_e)e^{i2\varphi}, \quad (4)$$

где E_+ соответствует правополяризованной компоненте поля (RCP), E_- соответствует левополяризованной компоненте поля (LCP), угол γ характеризует азимут наклона линейной поляризации во входной плоскости, если $\gamma=0$ то электрический вектор колеблется вдоль направления x (имеет только x компоненту). При $\gamma = \pi/2$ линейная поляризация направлена вдоль оси y .

При распространении вдоль оптической оси кристалла линейно поляризованного пучка ($\gamma=0$) поле раскладывается на циркулярно поляризованные компоненты, которые формируют характерный узор поляризационных сингулярностей приведенный на Рис. 1. Из карты состояний поляризации, приведенной на Рис. 1, видно, что поле вблизи оси пучка линейно поляризовано. Вместе с тем периферийные участки поля имеют сложный поляризационный состав. Отчетливо выделяются четыре участка ближних к оси, формирующие поляризационные сингулярности типа лимон [9]. Эти сингулярности располагаются на линиях, ориентированных под углом $\theta = \pm\pi/4$ к оси Ox . Ближние к ним сингулярности, расположенные на той же самой линии имеют вид звезд. В терминах скалярных сингулярностей участкам типа лимон и звезда соответствуют в каждой компоненте оптические вихри, имеющие противоположные единичные заряды.

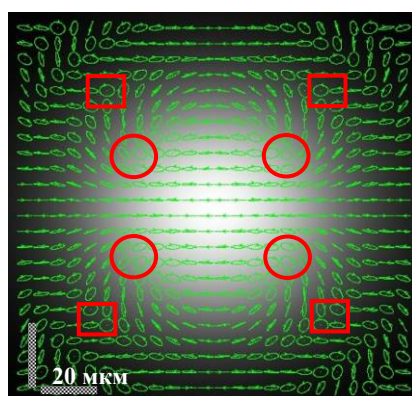


Рис. 1. Распределение поляризации для линейно поляризованного пучка $\gamma=0$. При толщине кристалла $z=2$ см, радиусе перетяжки пучка $w_0=10$ мкм и угле наклона пучка $\alpha_o=0^\circ$. Кружки соответствуют лимонам, квадраты – звездам.

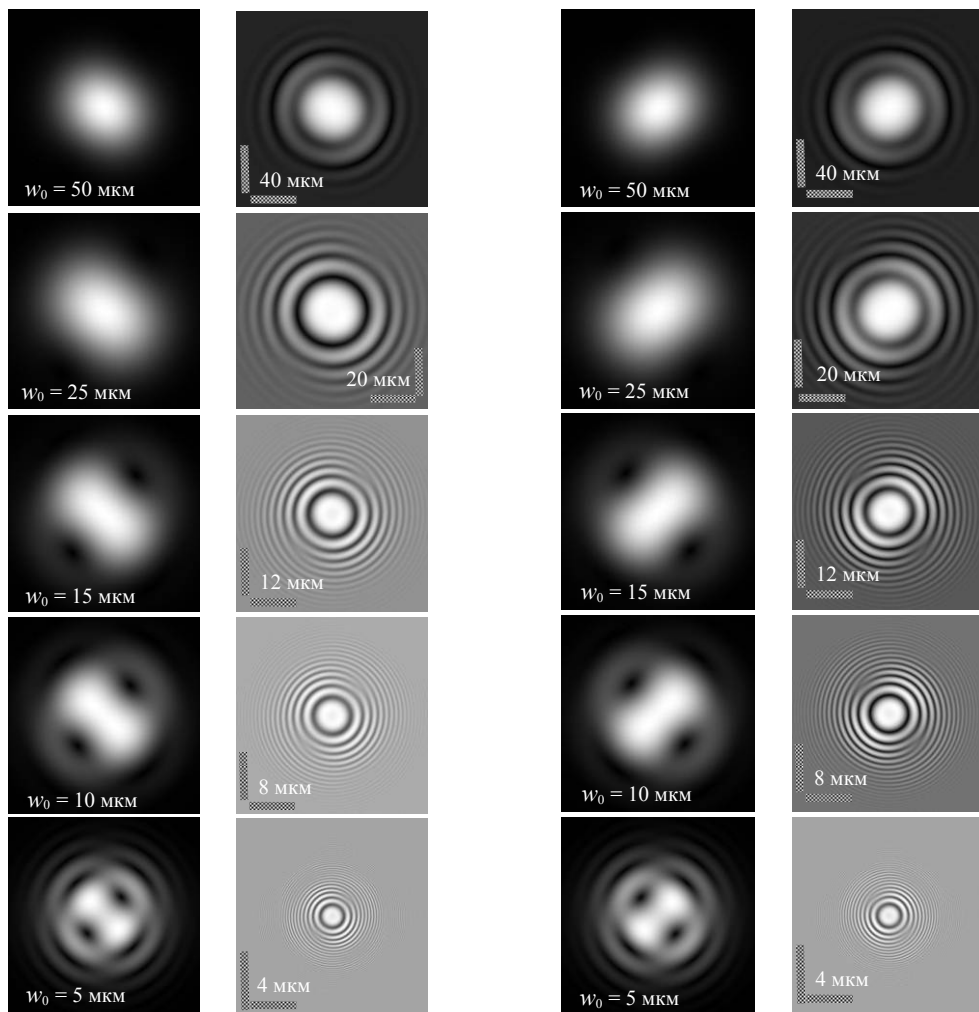


Рис. 2. Распределение интенсивности и фазовая структура соосного линейно поляризованного гауссова пучка при различных радиусах перетяжки в RCP компоненте.

Рис. 3. Распределение интенсивности и фазовая структура соосного линейно поляризованного гауссова пучка при различных радиусах перетяжки в LCP компоненте.

Характерная картина распределения оптических вихрей в компонентах пучка приведены на Рис. 2. и Рис. 3. Для того чтобы идентифицировать знак заряда вихрей в соседних колонках приведены интерференционные картины. Каждая строка в колонке соответствует исходным пучкам с различными радиусами перетяжки. Как видно из Рисунков структура сингулярностей в пучке не зависит от его перетяжки. Однако положение оптических вихрей на лучах с $\theta = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ изменяется. Чем меньше радиус перетяжки пучка, тем ближе положение оптических

вихрей к оси пучка. Из вида интерференционных картин можно заключить, что каждая четверка вихрей формирует характерный топологический квадруполь [10, 11]. Вихри, лежащие на лучах $\theta = 45^\circ, 225^\circ$ и $\theta = 135^\circ, 315^\circ$, имеют противоположные топологические заряды. Кроме того оптические вихри в циркулярно поляризованных компонентах зеркально отражены друг относительно друга. То есть вихри, лежащие на одном и том же луче, имеют противоположные знаки топологического заряда.

Такое симметричное распределение зарядов в компонентах имеет простой физический смысл: если наблюдать пучок в линейно поляризованном базисе, то сложная картина вихрей в пучках заменится типичным видом мальтийского креста. При наклоне пучка картина сингулярностей синхронно смещается, как это показано на Рис. 4.

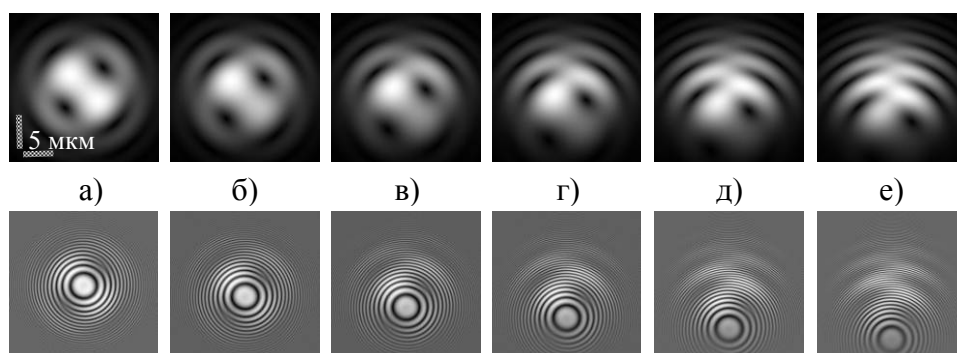


Рис. 4. Смещение сингулярностей при наклоне оси пучка в RCP компоненте, радиус перетяжки пучка $w_0 = 5$ мкм, толщина кристалла $z = 2$ см. а) $\alpha_0 = 0^\circ$; б) $\alpha_0 = 0,2^\circ$; в) $\alpha_0 = 0,4^\circ$; г) $\alpha_0 = 0,6^\circ$; д) $\alpha_0 = 0,8^\circ$; е) $\alpha_0 = 1^\circ$.

При больших наклонах пучка, разделения комбинированного поля на два отдельных парциальных пучка не происходит, поскольку необыкновенный пучок интерференционно подавляется, и мы наблюдаем только обыкновенный пучок с линейной поляризацией.

Этот пучок полностью повторяет исходный гауссов пучок, все фазовые и поляризационные сингулярности исчезают.

3. СТРУКТУРА ПОЛЯ НАКЛОННОГО ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ПУЧКА ЛАГЕРРА-ГАУССА

Рассмотрим структуру поля наклонного пучка, который образуется из линейно поляризованного пучка Лагерра-Гаусса с $m = 0, l = -1$, поляризованного под углом $90 - \gamma$ к плоскости наклона пучка. Используя выражение (2), находим

$$E_+^{(L)} = \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \Psi_o + \frac{x - i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \Psi_e \right] e^{i\gamma} - \frac{x - i(y + \alpha_o z)}{x + i(y + \alpha_o z)} \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \Psi_o - \frac{x - i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \Psi_e \right] e^{-i\gamma} \quad (5)$$

$$E_-^{(L)} = \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \Psi_o + \frac{x - i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \Psi_e \right] e^{-i\gamma} - \frac{x + i(y + \alpha_o z)}{x - i(y + \alpha_o z)} \left[\frac{x - i(y - \alpha_o z)}{w_0 \sigma_o} \Psi_o - \frac{x - i(y - \alpha_e z)}{w_0 \sigma_e} \Psi_e \right] e^{i\gamma} \quad (6)$$

При соосном распространении ($\alpha_o = 0$) RCP компонента имеет член, содержащий оптический вихрь с отрицательным тройным топологическим зарядом. В то время как LCP компонента содержит член оптическим вихрем с единичным отрицательным топологическим зарядом. Такая симметрия циркулярно поляризованных компонент электрического поля существенно проявляется в различии их наклонного распространения в кристалле. Рис. 5 иллюстрирует изменение величины полной интенсивности в каждой из циркулярных компонент при изменении угла α_o , если угол наклона $\gamma = \pi / 4$.

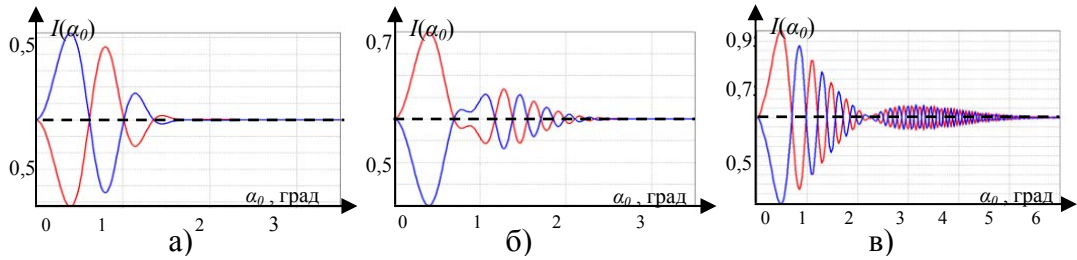


Рис. 5. Зависимость интенсивности RCP (красные) и LCP (синие) компонент для различных радиусов перетяжки пучка w_0 , при длине кристалла $z = 2$ см. а) $w_0 = 10$ мкм; б) $w_0 = 25$ мкм; в) $w_0 = 50$ мкм.

В отличие от случая распространения через кристалл циркулярно поляризованного пучка, пучок с исходной линейной поляризацией имеет в плоскости $z = 2$ см, равные интенсивности RCP и LCP компонент при $\alpha_o = 0$. Увеличение угла наклона исходного пучка приводит сначала к быстрому снижению интенсивности в LCP компоненте, в то время как интенсивность RCP компоненты возрастает.

Весьма примечательно, что амплитуда изменения интенсивности жестко связана с величиной радиуса перетяжки пучка w_0 . Чем меньше радиус перетяжки пучка, тем меньше величина первоначальной амплитуды. Например, для пучка с

радиусом перетяжки $w_0 = 10$ мкм (Рис. 5, а), максимальное отклонения нормированной интенсивности от среднего значения $I = 0,5$, составляет $\Delta I_{\max} = 0,15$. В тоже время максимальное отклонение от исходного значения в интенсивностях компонент для пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 50$ мкм (Рис. 5, в), достигает величины $\Delta I_{\max} = 0,45$. Поскольку колебания интенсивности RCP и LCP находятся в противофазе для пучков с относительно большим радиусом перетяжки ($w_0 = 50$ мкм) уже для угла $\alpha_0 = 0,5^\circ$ (см. Рис. 5), интенсивность в RCP компоненте практически удваивается, в то время как интенсивность в LCP становится исчезающе малой. Фактически возникает конверсия между линейной и RCP поляризацией. В тоже же время для пучков с относительно малым радиусом перетяжки ($w_0 = 10$ мкм) колебания интенсивности очень малы.

Такое различие в конверсии поляризаций в наклонных пучках с различными перетяжками не может не сказаться на процессах эволюции поляризационных и скалярных сингулярностей в компонентах пучка. На Рис. 6. приведены распределения интенсивности и интерференционные картины для пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 4$ мкм, для LCP и RCP компонент. На картине отчётливо видно две цепочки оптических вихрей (Рис. 6, а), располагающихся вдоль лучей $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$. Как и в случае линейной поляризации с $\gamma = 0$, единичные вихри вдоль каждого луча имеют чередующиеся знаки топологических зарядов. Осевой вихрь имеет заряд равный $l = -1$, ближние к нему вихри, расположенные вдоль оси Oy имеют заряды $l = 1$. При наклоне пучка в плоскости yOz , на первый взгляд кажется, что картина сингулярностей должна сместиться вниз по оси Oy , при этом осевой оптический вихрь должен соскользнуть с оси пучка, ф его место должен занять вихрь с противоположным топологическим зарядом и так далее. Однако на самом деле картина эволюции вихря в каждой компоненте пучка значительно сложнее.

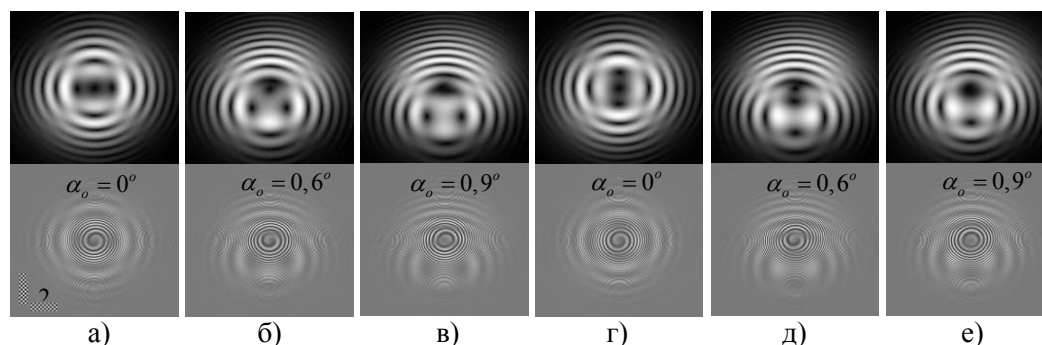


Рис. 6. Распределение интенсивности линейно поляризованного пучка $\gamma = \pi / 4$, при изменении углов наклона α_0 , длине кристалла $z = 2$ см, в LCP компоненте (а, б, в) и RCP компоненте (г, д, е).

Как видно из Рис. 6, г-е. структура RCP компонента очень сильно отличается от LCP компоненты. Из сравнения интерференционных картин Рис. 6, а и Рис. 6, г видно, что заряды осевых вихрей одинаковы, но вихри в первом кольце обладают противоположными зарядами. При изменении угла α_o зоны анфолдинга для разных компонент приходится на различные углы: для LCP компоненты на $\alpha_o = 0,6^\circ$ (Рис. 6, б), для RCP на $\alpha_o = 0,9^\circ$ (Рис. 6, е). Вся сложность ситуации проявляется уже на примере пучков с относительно большим радиусом перетяжки $w_0 = 50$ мкм, (см. Рис. 7)

Так, при соосном распространении пучка мы наблюдаем почти симметричное распределение интенсивности с центрированным оптическим вихрем. Все периферийные вихри исчезают. При наклоне пучка возникает ряд топологических реакций, которые приводят к коренной структурной перестройке всего пучка. Как видим из сравнения двух аналогичных процессов (Рис. 6. и Рис. 7) структурные преобразования в них принципиально разные.

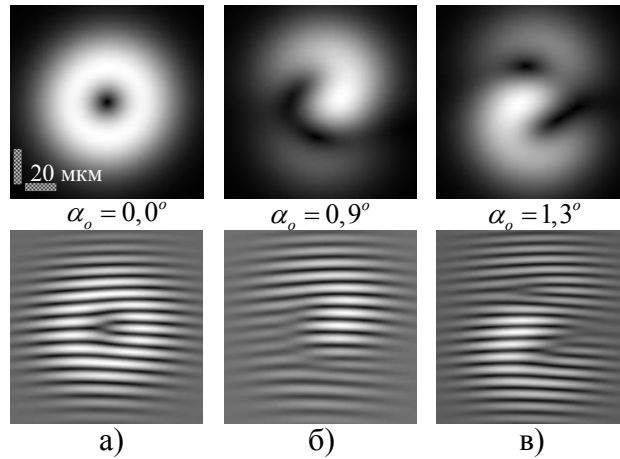


Рис. 7. Структура распределения интенсивности и интерференционной картины для пучка Лагерра-Гаусса с перетяжкой $w_0 = 50$ мкм и длиной кристалла $z = 2$ см в RCP компоненте.

4. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ АНФОЛДИНГ И УДВАИВАНИЕ СКАЛЯРНЫХ СИНГУЛЯРНОСТЕЙ

4.1. Поляризационный анфолдинг при $\gamma = 45$

Чтобы понять процессы эволюции поляризационных и фазовых сингулярностей в линейно поляризованном пучке, рассмотрим вид С-линий для пучков с относительно большим $w_0 = 50$ мкм, который представлен на Рис. 8. для случая наклона входной поляризации относительно плоскости наклона пучка $\gamma = 45^\circ$.

Как и в случае возбуждения кристалла пучком с циркулярной поляризацией, для линейной поляризации мы можем выделить четыре главных участка траектории, на которых структура линий и течение топологических реакций различны: 1) начальный участок в окрестности угла $\alpha_0 \approx 0^\circ$; 2) промежуточный участок до области критических углов; 3) область критических углов, 4) асимптотическая область при больших углах α_0 или больших длинах кристалла z . Рис. 8. соответствует первым двум угловым участкам. Как видно из Рисунка до $\alpha_0 \approx 0,7^\circ$ изменения в траекторий достаточно малы, но после этого угла количество траекторий С-точек увеличивается, и траектория значительно усложняется.

На участке вблизи осевого распространения пучка $\alpha_0 = 0$ картина С-линий приведена на Рис. 9.

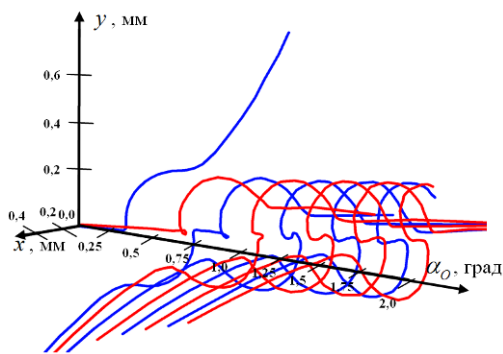


Рис. 8. Траектория С-точек при малых углах, в зависимости от угла наклона, для кристалла длиной $z = 2$ см, $w_0 = 50$ мкм. RPC – красные, LPC – синие.

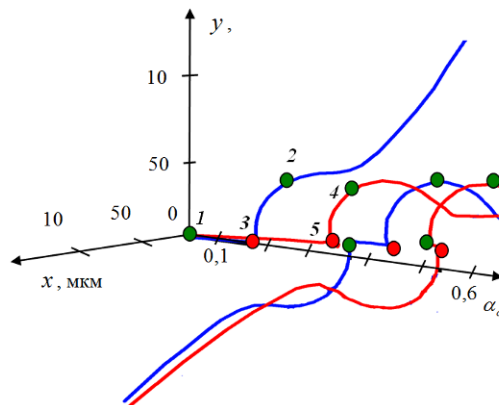


Рис. 9. Траектории С-линий при малых углах, для пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 50$ мкм, при длине кристалла $z = 2$ см.

Чтобы понять структуру С-линий на начальном участке обратимся сначала к распределению состояний поляризации поля. На оси пучка располагается оптический вихрь, который представляет собой вырожденное состояние в виде поля с линейной поляризацией, лежащей в точке пересечения двух L-линий. Эти две L-линии разделяют четыре «лимона» расположенные чуть дальше от оси пучка. Заметим, что полный топологический индекс этой системы с учетом знака циркуляции поляризации должен быть равен топологическому индексу скалярного поля (топологическому заряду $l = -1$). Лимоны имеют топологический индекс $s = -1/2$. В периферийной области два лимона RCP и два лимона LCP. Так что полный индекс [9]:

$$S = -1/2 - 1/2 - 1/2(-1) - 1/2(-1) + (-1) = -1 \quad (7)$$

При малом наклоне пучка $\alpha_0 = 0,2^\circ$ четыре лимона немного смещаются вниз в плоскости наклона пучка. В тоже время вырожденное состояние в точке пересечения двух L-линий на оси пучка расщепляется на две особые точки - лимон и звезду с противоположными циркулярными поляризациями (топологический индекс звезды $s = 1/2$). Полный топологический индекс пучка равен:

$$S = -1/2 - 1/2 - 1/2(-1) - 1/2(-1) - [1/2 - 1/2(-1)] = -1 \quad (8)$$

Таким образом, наклон пучка не будет менять полного топологического индекса системы.

Возвращаясь к Рис. 9. видим, что вблизи оси в точке 1 рождается лимон и звезда, соответствующие линейно поляризованному исходному вихрю. При увеличении угла, вблизи оси пучка в точке 2 рождается пара: лимон – звезда, которые соответствуют топологическому дипольно вихрей в LCP компоненте. Сингулярности этой пары движутся в противоположных направлениях: лимон приближается к приосевой звезде и аннигилирует с ней в точке 3 (точке поляризационного анфолдинга), в то время как звезда дипольной пары вытесняется на бесконечность. Таким образом, в пучке вблизи оси остается лимон (красная линия) который соответствует вихрю с отрицательным топологическим зарядом. Имеет место переключение знака циркуляции поляризационных сингулярностей, но знаки зарядов в циркулярно поляризованных компонентах не поменялись. Далее, в точке 4 на красной траектории вновь рождается пара дипольная пара лимон – звезда, соответствующая топологическому дипольно в RCP компоненте, а в точке 5 процесс повторяется. Этот процесс соответствует аннигиляции циркулярной поляризации и в целом выглядит как переключение направления циркуляции вдоль одной из C-линий. Как раз об упрощенном варианте такого анфолдинга и говорится в работах [4, 5]. В дальнейшем этот процесс регулярно повторяется. Фактически, такой процесс соответствует аннигиляции оптического вихря с отрицательным зарядом в одной компоненте и появлению такого же вихря в другой компоненте [7, 8]. Указанный процесс можно рассматривать как обмен оптическими вихрями между циркулярно поляризованными компонентами, при котором закон сохранения полного топологического индекса выполняется, а величина и знак оптического вихря, участвующего в обмене не изменяется.

4.2. Удваивание скалярных сингулярностей при $\gamma = -45^\circ$

Фактически, если следить за эволюцией оптических вихрей в каждой из циркулярно поляризованных компонент, то возникает ситуация, когда на целом участке приосевой траектории оптический вихрь отсутствует в циркулярно поляризованной компоненте, но появляется в другой компоненте. Такой эффект обмена оптических вихрей между компонентами характерен для всего промежуточного участка траекторий поляризационных и скалярных сингулярностей. Однако течение этого процесса изменяется, если поменять знак угла наклона линейной поляризации на входе в кристалл. $\gamma = 45^\circ \rightarrow \gamma = -45^\circ$.

Действительно, обращаясь к Рис. 10. для RCP компоненты, распространяющейся вдоль оптической оси кристалла, мы видим, что знаки периферийных вихрей вдоль направления Oy поменялись.

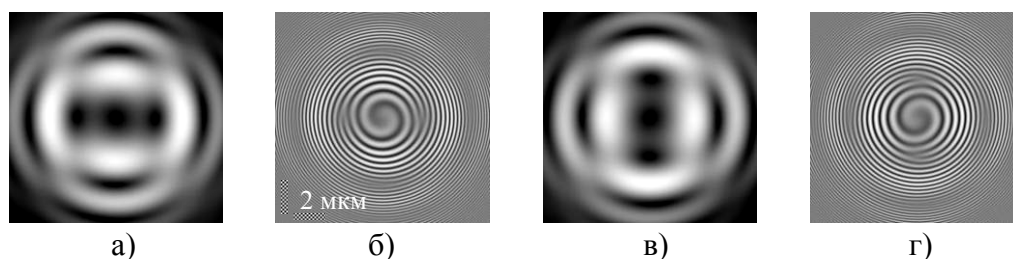


Рис. 10. Изменение структуры поля при повороте входной поляризации $\gamma = 45^\circ$ (а,б) $\rightarrow \gamma = -45^\circ$ (в,г) для пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 8$ мкм, прошедшего через кристалл длиной $z = 2$ см.

Можно предположить, что при наклоне пучка в плоскости $yO\alpha_0$ осевой вихрь при определенных углах будет встречать вихри с идентичными знаками топологических зарядов, и на первый взгляд вместо анфолдинга мы должны получать на оси в определенных плоскостях кристалла удвоение величины топологического заряда. Чтобы выяснить корректность такого предположения, необходимо исследовать эволюцию тонкой структуры скалярных сингулярностей. Характерная интерференционная картина в области схождения вихрей с одинаковыми знаками зарядов приведена на Рис. 11.

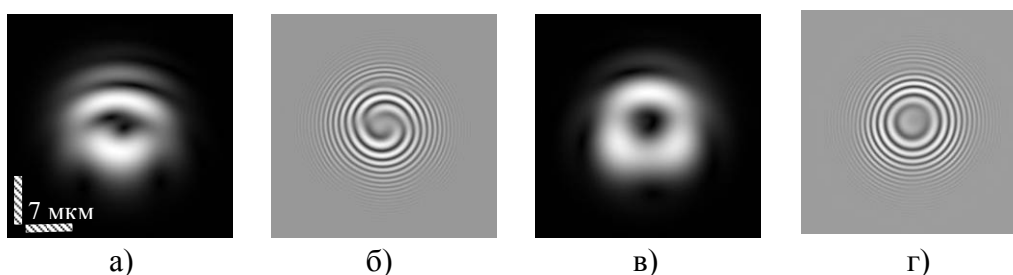


Рис. 11. Удвоение топологического заряда (а,б) при $\gamma = -45^\circ$, и аннигиляция оптического вихря (в,г) при $\gamma = 45^\circ$ для кристалла длиной $z = 2$ см, и угле наклона $\alpha_0 = 0,37^\circ$, радиус перетяжки пучка $w_0 = 10$ мкм.

Интерференционная картина на Рис. 11,б для пучков с радиусом перетяжки $w_0 = 10$ мкм, иллюстрирует двойную спираль характерную для вихрей с двойным топологическим зарядом. Для сравнения на Рис. 11, в, г приведена картина аннигиляции в той же плоскости. Чтобы удостовериться в факте удвоения вихря на макроскопическом

масштабе мы построили траектории оптических вихрей в RCP на этом участке для пучка с радиусом перетяжки $w_0 = 50$ мкм. Соответствующая траектория приведена на Рис. 12.

Мы видим, что осевой вихрь в RCP компоненте распространяться без внешних возмущений при малых углах наклона. По мере его приближения к плоскости анфолдинга поляризационных сингулярностей при $\gamma = 45^\circ$ (см. Рис. 4, 11), вблизи оси в точке А (зеленый кружок) рождается дипольная пара вихрей, один из них быстро удаляется от оси пучка, второй отрицательно заряженный вихрь приближается к осевому отрицательно заряженному вихрю. Однако по мере приближения возникает отталкивание траекторий. Поэтому вихря с двойным топологическим зарядом $l = -2$ не возникает. Однако в тоже время вдоль осевой траектории распространяется вихрь в LCP компоненте, создавая видимость поляризационного анфолдинга. В отличие от случая угла наклона поляризации $\gamma = 45^\circ$, где имеет место истинный анфолдинг сопровождаемый событием аннигиляции вихрей в одной из компонент, для случая $\gamma = -45^\circ$ вихри не аннигилируют в одной из компонент, а просто покидают пучок. Поэтому поляризационного анфолдинга как такового не происходит.

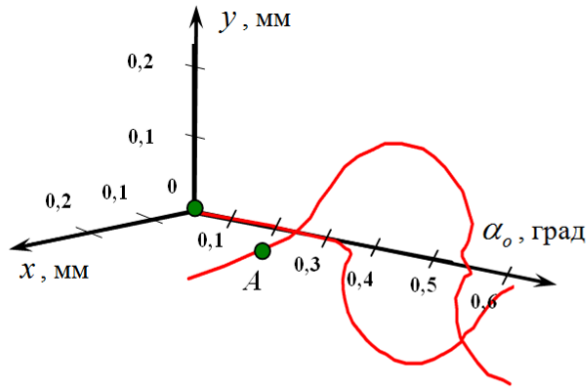


Рис. 12. Траектория C-точки в RCP компоненте для пучка с радиусом перетяжки пучка $w_0 = 50$ мкм, для кристалла длиной $z = 2$ см.

Такой процесс обмена оптическими вихрями между ортогонально поляризованными компонентами вблизи L-поверхностей характерен для всей зоны промежуточных углов. Фактически, выше описанные обменные процессы попеременно повторяются вплоть до критического угла.

Важно отметить, что в случае исходного линейно поляризованного пучка невозможно разделить траектории на два типа – продольные (главный ствол траектории) и поперечные, как это было в случае возбуждения кристалла циркулярно поляризованным пучком. Переключение циркуляции поляризации в плоскостях анфолдинга исключают такое расщепление. Часть траекторий вихрей в линейно поляризованных пучках являются поперечными, в то время как центральные части каждой траектории почти параллельны оси исходного пучка.

4.3. Расщепление сингулярных пучков

Итак, траектория имеет смешанный характер вплоть до критических углов. Когда угол наклона оси исходного пучка достигает значения критического угла, структура траектории существенно изменяется.

На Рис. 13 представлены два типа траекторий для RCP (Рис. 13, а) и LCP (Рис. 13, б) пучков в окрестности критического угла. При критическом угле [12, 13] $\alpha_o = \alpha_{cr}^{\pm}$ боковая ветвь траектории постепенно загибается, формируя ствол второго пучка. Следующая ветвь траектории также изгибается, формируя ствол первого пучка. Форма обоих стволовых траектории напоминает спираль. Причем направление закрутки спиралей траектория для всех пучков одинаково. Условия критических углов остается тем же, что и для пучков с исходной циркулярной поляризацией.

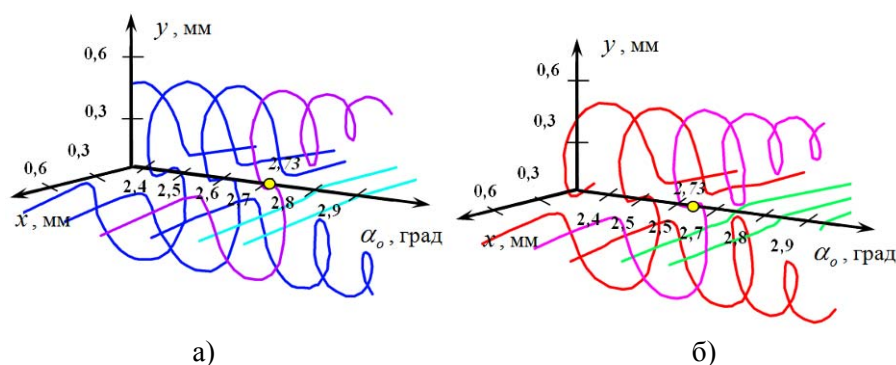


Рис. 13. Поведение траекторий в окрестности критического угла для RCP (а) и LCP (б) для кристалла длиной $z = 2$ см и радиуса перетяжки пучка $w_0 = 50$ мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что распределение оптических вихрей в циркулярно-поляризованных компонентах исходного линейно-поляризованного пучка Лагерра-Гаусса лишено осевой симметрии, даже в случае соосного распространения. Это приводит к отличию эволюций как скалярных, так и поляризационных сингулярностей для двух углов ориентации начальной линейной поляризации: $\gamma = 45^\circ$ и $\gamma = -45^\circ$. Такое же различие имеет место для разных плоскостей наклона пучка.

При наклоне пучка в плоскости $\gamma = 45^\circ$ или $\gamma = -45^\circ$ наблюдается обмен вихрям между ортогональными компонентами пучка на фоне сохранения величины и знака топологического заряда. Обмен вихрями сопровождается цепочкой топологических реакций, которые заключаются в том, что приосевые вихри в циркулярно-поляризованных компонентах пучка либо попеременно аннигилируют, либо быстро вытесняются на бесконечность. Процесс аннигиляции вихрей характерен для ориентации линейной поляризации по углом $\gamma = 45^\circ$, а процесс вытеснения вихрей характерен для угла $\gamma = -45^\circ$.

Список литературы

1. Борн М. Основы оптики / Борн М., Вольф Э. – М. : Наука, 1973. – 720 с.
2. Vlokh R. Optical Characterization of Organic-Inorganic [(CH₂OH)₃CNH₃]₂H₂PO₄ Crystals / Vlokh R., Mys O., Romanyuk M., Girnyk I., Martynyuk-Lototska I. and Czaplа Z. // Ukrainian Journal of Physical Optics. – 2005. – Vol. 6, No 4. – p. 133-135.
3. Cincotti G. Radially and azimuthally polarized vortices in uniaxial crystals / Gabriella Cincotti, Alessandro Ciattoni and Carmine Sapia // Optics Communications. – 2003. – Vol. 220, No 1-3. – P. 33-40.
4. Flossmann F. Polarization Singularities from unfolding an optical vortex through a Birefringent Crystal / Flossmann Florian, Schwarz Ulrich T, Maier Max, Dennis Mark R // Physical Review Letters. – 2005. – Vol. 95. – P. 253901-1-4.
5. Flossmann F. Stokes parameters in the unfolding of an optical vortex through a birefringent crystal / Flossmann Florian, Schwarz Ulrich T, Maier Max & Dennis Mark R // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, No 23. – P. 11402-11411.
6. Cincotti G. Radially and azimuthally polarized vortices in uniaxial crystals / Cincotti Gabriella, Ciattoni Alessandro and Sapia Carmine // Optics Communications. – 2003. – Vol. 220, No 1-3. – P. 33-40.
7. Fadeyeva T. A. Transverse shift of a high-order paraxial vortex-beam induced by a homogeneous anisotropic medium / Fadeyeva T. A., Rubass A. F., Volyar A. V. // Physical Review A. – 2009. – Vol. 79, No 5. – P.053815-1-12.
8. Fadeyeva T. A. The matrix model of the vortex-beam quadrefringence in a uniaxial crystal / Fadeyeva T. A., Rubass A. F., Volyar A. V. // Ukrainian Journal of Physical Optics. – 2009. – Vol. 10, No 3. – P. 109-123.
9. Nye J. F. Natural Focusing and Fine Structure of Light: Caustics and Wave Dislocations / Nye J. F. – Bristol: Institute of Physics Publishing, 1999. – 328 p.
10. Volyar A. V. Dynamics of Topological Multipoles: I. High-Order Nonparaxial Singular Beams / Volyar A. V. and Fadeeva T. A. // Optics and Spectroscopy. – 2002. – Vol. 92, No 2. – P. 243-252.
11. Volyar A. V. Dynamics of Topological Multipoles: II. Creation, Annihilation, and Evolution of Nonparaxial Optical Vortices / Volyar A. V. and Fadeeva T. A. // Optics and Spectroscopy. – 2002. – Vol. 92, No 2. – P. 253-262.
12. Fadeyeva T. A. Indistinguishability limit for off-axis vortex beams in uniaxial crystals / Fadeyeva T., Egorov Yu., Rubass A., Swartzlander G. A., Jr., and Volyar A. // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32, issue 21. – P. 3116-3118.
13. Fadeyeva T. Quadrefringence of optical vortices in a uniaxial crystal / Fadeyeva Tatyana, Rubass Alexander, Egorov Yuriy, Volyar Alexander, Swartzlander Grover, Jr. // Journal of Optical Society of America A. – 2008. – Vol. 25, No 7. – P. 1634-1641.

Рибась О. Ф. Тонка структура оптичних вихорів в похилених лінійно-поляризованих пучках Лагерра-Гауса нижчого порядку у одноосьовому кристалі / Рибась О. Ф. // Вчені записки Таврійського національного університету імені В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2012. – Т. 25(64), № 1. – С. 109-122.

В даній роботі розглянуто поведінку лінійно-поляризованих пучків Лагерра Гауса нижчого порядку в одноосьовому кристалі. Показано існування тонкої структури випромінювання на вихідній грані одноосьового кристалу і вивчено залежність цієї структури від параметрів кристала і пучка.

Ключові слова: оптичні вихори, одноосьовий кристал, пучок Лагерра-Гауса.

Rubass A. F. Fine structure of optical vortices in the tilted linearly-polarized low-order Laguerre-Gaussian beams in a uniaxial crystal / Rubass A. F. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2012. – Vol. 25(64), No 1. – P. 109-122.

In this paper the behavior of linearly polarized low-order Laguerre- Gaussian beams in a uniaxial crystal has been considered. The existence of the fine structure of the radiation at the output end of the crystal is shown. The dependence of this structure on the parameters of the crystal and the beam has been studied.

Keywords: optical vortices, a uniaxial crystal, Laguerre-Gaussian beam.

Поступила в редакцію 20.04.2012 г.