

Формирование и преобразование поляризационных особенностей векторных пучков при внеосевой интерференции

М.В. Брецько¹, С.И. Якубов¹, С.И. Халилов¹, Я.Е. Акимова¹, А.В. Воляр¹

¹ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского», 295007, Республика Крым, г. Симферополь, просп. Академика Вернадского, д. 4

Аннотация

В работе исследуется формирование поляризационных сингулярностей, возникающих в результате несоосной интерференции векторных пучков различной симметрии. Предложена аналитическая модель суперпозиции двух пространственно смещённых пучков с произвольными топологическими зарядами и фазовыми параметрами. Показано, что в области их перекрытия могут возникать поляризационные особенности типа *V*- и *C*-точек, а также устойчивые конфигурации вида *lemon* и *star*. На основе параметров Стокса проведена классификация особенностей и определены условия их формирования. Проведено численное моделирование, позволяющее установить оптимальное значение смещения пучков, при котором в центре формируется симметричная поляризационная сингулярность. Результаты подтверждены экспериментально.

Ключевые слова: оптический вихрь, поляризационная сингулярность, некоаксиальная интерференция.

Цитирование: Брецько, М.В. Формирование и преобразование поляризационных особенностей векторных пучков при внеосевой интерференции / М.В. Брецько, С.И. Якубов, С.И. Халилов, Я.Е. Акимова, А.В. Воляр // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 2. – 1740. – DOI: 10.18287/COJ1740.

Citation: Bretsko MV, Yakubov SI, Khalilov SI, Akimova YaE, Volyar AV. Formation and transformation of polarization features of vector beams during off-axis interference. Computer Optics 2026; 50(2): 1740. DOI: 10.18287/COJ1740.

Введение

Сингулярная оптика [1], являясь активно развивающейся областью современной физики [2], изучает световые поля с топологически сложной структурой фазового фронта [3–6] и поляризационного состояния [7–11]. Особый интерес в этом направлении вызывает исследование векторных сингулярных пучков [12–15], которые в отличие от скалярных полей характеризуются пространственно-неоднородной поляризацией, формирующей такие особенности, как поляризационные особые точки и линии [16]. Эти структуры обладают высоким потенциалом для применения в квантовой оптике [17], нанофотонике [18], оптической связи [19], манипулировании микрочастицами [20] и оптическом зондировании [21]. Одним из универсальных методов генерации векторных сингулярных пучков является суперпозиция таких пучков [22–25]. При этом особенно интересными оказываются случаи внеосевой (несоосной) интерференции, когда волновые фронты пучков перекрываются частично и с пространственным смещением [26]. В отличие от осевой интерференции, при которой результирующее поле может сохранять центральную симметрию (при условии, что исходные пучки сами обладают этой симметрией), несоосная интерференция приводит к появлению асимметричных распределений интенсивности и поляризации, способных создавать локализованные поляризационные особенности [24]. Эти особенности могут эволюционировать при изменении параметров интерференции, что сопровождается рождением и аннигиляцией поляризационных структур и изменением направления переноса энергии.

Структура поля, возникающая в результате несоосной интерференции, чувствительна к топологическим и фазовым параметрам исходных мод, а также к их взаимному расположению. В таких системах возможно образование вихрей Стокса [27 – 29] – особенностей направления линейной поляризации, аналогичных фазовым вихрям, но существующих исключительно в пространстве параметров поляризации. Вихри Стокса [28] являются индикаторами топологически нетривиальных распределений поляризации и могут быть использованы для идентификации и классификации возникающих особенностей. В этом смысле несоосная интерференция векторных мод становится мощным инструментом создания управляемых поляризационных структур, позволяя исследовать фундаментальные механизмы формирования поляризационных особенностей, а также связь между поляризационными особенностями, что представляет значительный интерес в контексте разработки оптических элементов, использующих топологические степени свободы.

Несмотря на существование отдельных работ, посвящённых интерференции векторных мод, подавляющее большинство из них ограничивается симметричными или аксиальными конфигурациями. Исследования, направленные на детальное изучение несоосной интерференции и её влияния на формирование новых

поляризационных особенностей, остаются крайне ограниченными. В частности, в работе [26] рассматривалась несоосная интерференция векторных пучков, однако отсутствовал систематический анализ возникающих поляризационных особенностей и не были охвачены все возможные комбинации мод с различной симметрией.

В настоящей работе этот пробел восполняется: проведена полная классификация всех возможных комбинаций мод с различной симметрией, подробно проанализирована связь параметров суперпозиции с формированием C -, V -точек и других топологических структур. Кроме того, рассмотрена обобщённая модель несоосной интерференции, позволяющая анализировать пространственное поведение параметров Стокса и исследовать локальную топологию поляризованного поля, в том числе вихри Стокса.

1. Модель несоосной интерференции векторных сингулярных пучков

Поле скалярного оптического вихря в плоскости $z = 0$ в радиальных координатах может быть представлено как [30]:

$$E_\ell(r, \varphi) = (r/w_0)^{|\ell|} \cdot \exp[i\ell\varphi] \cdot \exp[-(r/w_0)^2], \tag{1}$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, (x, y) – декартовы координаты, ℓ – топологический заряд (ТЗ), $\varphi = \arg[x + iy]$, w_0 – перетяжка гауссова пучка.

Для формирования векторного аналога оптического вихря (1) необходимо сложить два ортогонально циркулярно-поляризованных оптических вихря с одинаковыми амплитудными профилями, но противоположными по знаку топологическими зарядами с определенной относительной фазовой разностью [25, 31, 32]:

$$E(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{-\ell}e_- + e^{i\phi}E_{+\ell}e_+) = (r/w_0)^{|\ell|} \cdot \exp[-(r/w_0)^2] \frac{1}{\sqrt{2}}(\exp[-i\ell\varphi]e_- + e^{i\phi} \exp[i\ell\varphi]e_+), \tag{2}$$

где $e_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$ и $e_- = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$ – представляют собой вектора Джонса для левой и правой циркулярной поляризации соответственно, ϕ – относительная фаза между двумя циркулярно-поляризованными компонентами. Если направление единичного топологического заряда ($\ell = \pm 1$) противоположно направлению циркуляции соответствующей круговой компоненты, результирующая суперпозиция образует линейно поляризованные моды типа TE_{01} или TM_{01} . В свою очередь, при совпадении знака заряда с направлением циркуляции каждая циркулярная компонента сохраняет свою ориентацию, и результатом становится гибридная мода HE_{21} с чётной или нечётной симметрией. Типичные картины распределения поляризации перечисленных мод на фоне распределения интенсивности представлены на рис. 1.

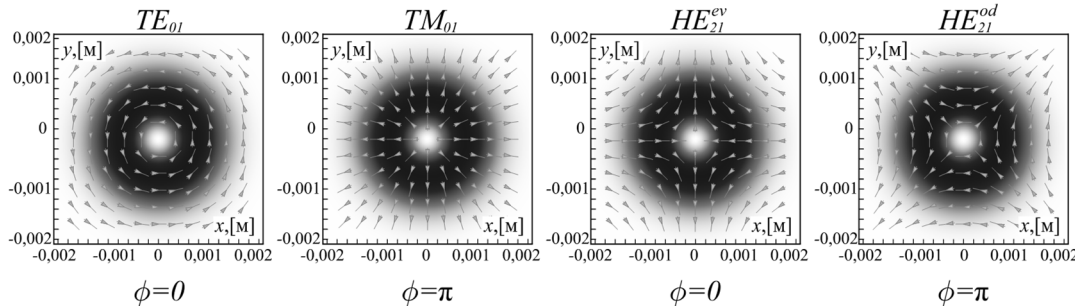


Рис. 1. Поляризационная структура векторных мод (2) с различными значениями фазы на фоне распределения интенсивности для $\ell = \pm 1$; (а, б) суперпозиция циркулярных компонент, в которых знаки поляризации и ТЗ противоположны, формирующая линейно поляризованные моды TE_{01} и TM_{01} ; (в, г) суперпозиция циркулярных компонент с совпадающими знаками поляризации и ТЗ, приводящая к образованию HE_{21} -мод с четной и нечетной симметрией

При несоосной интерференции нескольких пучков (2) в определённых точках пространства их электрические векторы складываются таким образом, что результирующая поляризация полностью исчезает. Это означает, что в этих точках амплитуда электрического поля обращается в ноль, а направление поляризации становится неопределённым, что приводит к формированию новой поляризационной сингулярности в области взаимодействия. Некоаксиальная интерференция двух векторных вихревых пучков типа (2), разделённых расстоянием $2d/w_0$, может быть записана в виде:

$$E_{tot}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2}}\{[G_\ell(r_+)e^{-i\ell\varphi_+}e_- + e^{i\phi}G_\ell(r_+)e^{i\ell\varphi_+}e_+] + [G_m(r_-)e^{-im\varphi_-}e_- + e^{i\theta}G_m(r_-)e^{im\varphi_-}e_+]\}, \tag{3}$$

где $G_n(r) = r^{|n|} \exp[-r^2]$, $r_\pm = [(x \pm d)^2 + y^2]^{1/2}$, $\varphi_\pm = \arg[x \pm d + iy]$ смещённые полярные координаты, когда центр координат сдвигается на d/w_0 влево и вправо. Стоит отметить, что в (3) был осуществлен переход к безразмерным величинам. Формула (3) охватывает множество комбинаций векторных мод с произвольными топологическими зарядами ℓ, m и относительными фазами ϕ, θ между компонентами. Тип результирующего поля определяется совокупностью этих параметров, поскольку знаки зарядов в циркулярных компонентах и фазовые

сдвиги напрямую влияют на структуру поляризационного распределения, все возможные уникальные комбинации для $\ell = \pm 1$ и $\phi, \theta = \{0, \pi\}$ представлены на рис. 2 ниже.

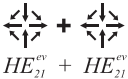

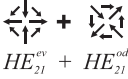
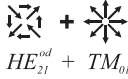
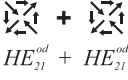
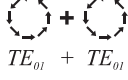
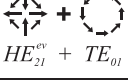
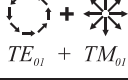
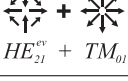
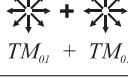
№	Параметры пучка	Комбинация мод	№	Параметры пучка	Комбинация мод
1	$\ell=+1, m=+1, \phi=0, \theta=0$	 $HE_{21}^{ev} + HE_{21}^{ev}$	6	$\ell=+1, m=-1, \phi=\pi, \theta=0$	 $HE_{21}^{od} + TE_{01}$
2	$\ell=+1, m=+1, \phi=0, \theta=\pi$	 $HE_{21}^{ev} + HE_{21}^{od}$	7	$\ell=+1, m=-1, \phi=\pi, \theta=\pi$	 $HE_{21}^{od} + TM_{01}$
3	$\ell=+1, m=+1, \phi=\pi, \theta=\pi$	 $HE_{21}^{od} + HE_{21}^{od}$	8	$\ell=-1, m=-1, \phi=0, \theta=0$	 $TE_{01} + TE_{01}$
4	$\ell=+1, m=-1, \phi=0, \theta=0$	 $HE_{21}^{ev} + TE_{01}$	9	$\ell=-1, m=-1, \phi=0, \theta=\pi$	 $TE_{01} + TM_{01}$
5	$\ell=+1, m=-1, \phi=0, \theta=\pi$	 $HE_{21}^{ev} + TM_{01}$	10	$\ell=-1, m=-1, \phi=\pi, \theta=\pi$	 $TM_{01} + TM_{01}$

Рис. 2. Комбинации векторных мод при несоосной интерференции двух пучков с различными топологическими зарядами (ℓ, m) и фазовыми сдвигами (ϕ, θ) согласно выражению (3)

Для компактности и дальнейшего анализа пространственной структуры поляризации представим (3) в виде суммы правой и левой циркулярных компонент:

$$E_{tot}(x, y | \ell, m, \phi, \theta) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ E_+(x, y) e_+ + E_-(x, y) e_- \}, \tag{4}$$

где амплитуды компонент определяются как:

$$\begin{aligned} E_+(x, y) &= e^{i\phi} G_\ell(r_+) e^{i\ell\phi_+} + e^{i\theta} G_m(r_-) e^{im\phi_-}, \\ E_-(x, y) &= G_\ell(r_+) e^{-i\ell\phi_+} + G_m(r_-) e^{-im\phi_-}. \end{aligned} \tag{5}$$

Одним из наиболее информативных и широко применяемых инструментов для описания таких изменений являются параметры Стокса, которые позволяют описывать не только тип поляризации (линейную, эллиптическую, круговую), но и её ориентацию. В данной работе они определяются в циркулярном базисе по формулам [16, 33]:

$$\begin{aligned} S_0 &= |E_+|^2 + |E_-|^2, \\ S_1 &= 2 \operatorname{Re}(E_+ E_-^*), \\ S_2 &= 2 \operatorname{Im}(E_+ E_-^*), \\ S_3 &= |E_+|^2 - |E_-|^2. \end{aligned} \tag{6}$$

Для удобства анализа также используются нормализованные параметры $s_i = S_i/S_0$, где s_1, s_2 определяют ориентацию эллипса поляризации, а s_3 характеризует степень круговой поляризации и напрямую связан с спиновым угловым моментом света. Эти величины позволяют не только визуализировать поляризационную структуру пучка, но и количественно отслеживать её изменения в пространстве при варьировании параметров интерференции.

Примеры характерных распределений интенсивностей и поляризации, возникающих при различных комбинациях параметров, представлены на рис. 3. На каждом из изображений приведены карты интенсивности $S_0(x, y)$ с наложенными векторными полями направления эллипса поляризации.

На рис. 3а представлен результат суперпозиции двух мод типа TE_{01} , для которых характерна линейная поляризация, ориентированная по азимутальному направлению. В каждой отдельной моде интенсивность обращается в ноль в центре, а векторы поляризации поворачиваются по окружности. При поперечном смещении мод и их частичном перекрытии возникает новая структура: в центральной области формируется дополнительный нуль интенсивности, не связанный напрямую с минимумами исходных мод. Поле поляризации вблизи этого центрального узла теряет чисто азимутальную симметрию: векторы поляризации изгибаются и перестраиваются, демонстрируя характерное гиперболическое распределение, типичное для нечетной моды HE_{21} . Таким образом, в результате интерференции двух TE -мод формируется новая поляризационная структура – сингулярность, не присутствующая в каждой из мод по отдельности. Рис. 3б показывает обратную ситуацию по сравнению с рис. 3а, здесь интерферируют две нечётные гибридные моды HE_{21} , каждая из которых в одиночном виде обладает линейной поляризацией по гиперболическим траекториям и симметричным кольцом

интенсивности. В точках перекрытия пучков центральные максимумы исходных мод накладываются, образуя область повышенной интенсивности, в то время как за счёт фазового сдвига между циркулярными компонентами ($\theta = \pi$) в центре результирующего поля возникает новая поляризационная особенность. Анализ распределения поляризации в центральной области показывает, что гиперболическая структура поляризации переориентируется в азимутальную, что характерно для моды типа TE_{01} . Такое перераспределение демонстрирует, что суперпозиция двух нечётных HE_{21} -мод индуцирует рождение поляризационной особенности, окружённой характерным азимутальным узором – структурой, не присущей исходным HE_{21} -модам по отдельности. При удалении от центральной области поляризационная картина постепенно возвращается к гиперболическому виду, соответствующему структурам исходных пучков. Рис. 3в демонстрирует результат интерференции двух гибридных мод HE_{21} с разной симметрией: чётной и нечётной. Такие моды, обладая одинаковыми топологическими зарядами, но различными фазовыми сдвигами между циркулярными компонентами ($\phi = 0$ и $\theta = \pi$), имеют существенно отличающиеся поляризационные структуры. При их несоосной суперпозиции в центре результирующего пучка возникает качественно новая поляризационная особенность.

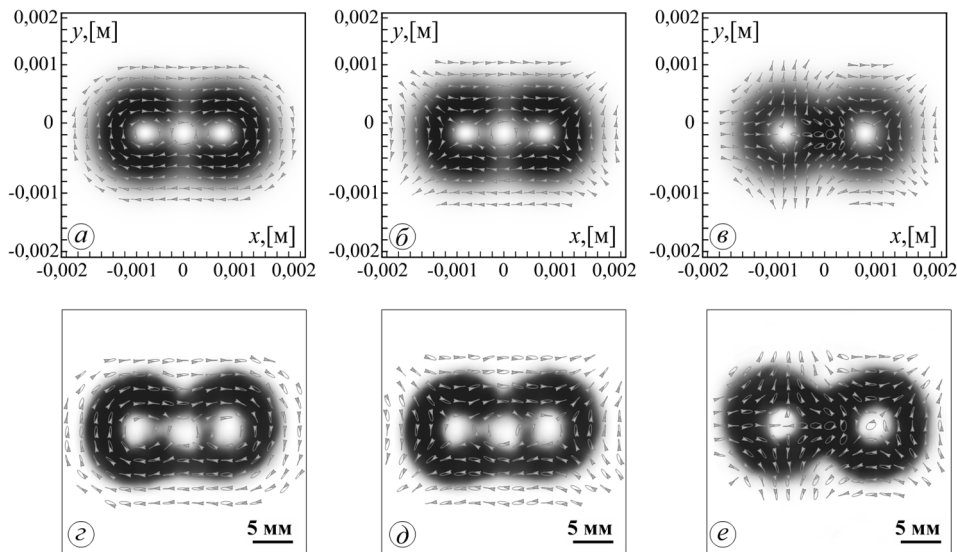


Рис. 3. Распределения интенсивности и направления эллипсов поляризации для трёх характерных комбинаций векторных мод, полученных в результате моделирования (верхний ряд) и эксперимента (нижний ряд). Представленные случаи соответствуют строкам 8, 3 и 2 на рис. 2 и иллюстрируют типичные суперпозиции (а, з) $TE_{01} + TE_{01}$; (б, д) $HE_{od} + HE_{od}$; (в, е) $HE_{od} + HE_{ev}$

Вокруг данной точки направление линейной поляризации организовано в виде замкнутых эллипсов, с характерной трёхлепестковой симметрией и тремя осевыми линиями, исходящими из центра под углами 120° . Такая конфигурация соответствует поляризационной сингулярности типа «lemon» – одному из устойчивых топологических объектов в векторных полях [16]. Формирование данной особенности обусловлено именно интерференцией мод с противоположной чётностью и совпадающим направлением орбитального момента. При удалении от центральной области поляризационная структура переходит к исходному типу, характерному для составляющих пучков.

Таким образом, несоосная интерференция векторных мод с различными типами поляризации и топологическими характеристиками позволяет формировать в центральной области новые поляризационные особенности, не присущие ни одному из исходных пучков.

2. Вихри Стокса и их свойства

Поляризационные особенности векторных пучков находят наглядное выражение в структуре так называемых вихрей Стокса [27 – 29] – фазовых особенностей, возникающих в комплексных комбинациях параметров Стокса. Эти вихри отражают фундаментальную топологическую структуру поляризационного поля и служат эффективным инструментом для выявления и классификации локальных сингулярностей поляризации, включая S - и V -точки. Их анализ позволяет описывать тонкую структуру поляризационного распределения и топологических индексов. Рассмотрение структуры этих вихрей позволяет проводить классификацию полей по их топологическим характеристикам и отслеживать динамику эволюции поляризационных конфигураций. В рамках данного подхода принято вводить следующие комплексные комбинации параметров Стокса:

$$S_{12} = S_1 + iS_2, \tag{7}$$

$$S_{13} = S_1 + iS_3, \tag{8}$$

$$S_{23} = S_2 + iS_3. \tag{9}$$

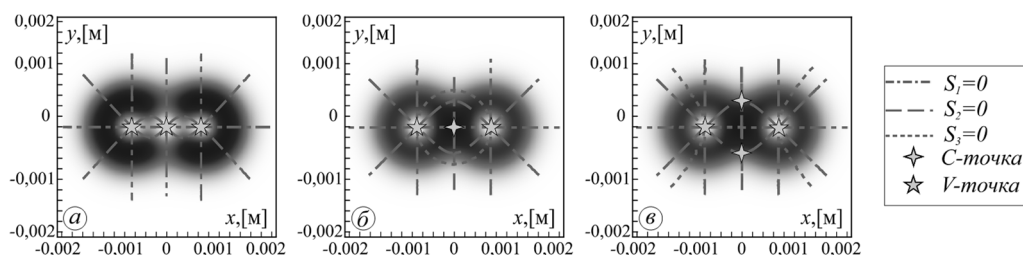


Рис. 4. Распределение интенсивности с наложенными линиями нулей параметров $S_1 = 0$, $S_2 = 0$, $S_3 = 0$, визуализирующими расположение поляризационных особенностей типа C - и V -точек. (а), (б) и (г) соответствуют суперпозициям пучков, приведённым в строках 1, 2 и 5 таблицы рис. 2 соответственно

Каждая из этих величин отвечает за определённый параметр поляризационной геометрии. Фаза $\arg(S_{12})$ описывает ориентацию главной оси эллипса поляризации и используется при построении карты направлений. Вихри $\arg(S_{12})$ позволяют выявлять C -точки – особые точки, в которых эллипс поляризации вырождается в круг, то есть наблюдается чисто циркулярная поляризация. Такие точки определяются как пересечения линий $S_1 = 0, S_2 = 0$ при условии $S_3 \neq 0$. В зависимости от конфигурации линий поля направлений вблизи C -точки, она может относиться к одному из трёх типов: *lemon*, *star* или *monstar*, каждый из которых характеризуется своим топологическим индексом. Фаза $\arg(S_{23})$ предоставляет дополнительную информацию об эллиптичности поляризации и знаке круговой компоненты. В частности, изменение $\arg(S_{23})$ связано с вращением эллипса в пространстве относительно его собственной оси, и эта величина особенно чувствительна к переходу между правой и левой эллиптической поляризацией. Анализ её распределения даёт представление о градиентных структурах, сопровождающих C -точки, и переходах между различными типами эллиптичности. Аналогично $\arg(S_{13})$ может использоваться при изучении ориентации и знаке круговой компоненты одновременно.

Дополнительно следует выделить V -точки – особенности, в которых одновременно обнуляются $S_1 = 0, S_2 = 0, S_3 = 0$. Такие точки являются точками сингулярности, где поляризация полностью теряет определённую форму, а интенсивность обращается в ноль. Они представляют собой нули векторного поля и геометрически являются центрами поляризационных и фазовых вихрей.

Выявление и классификация особых точек осуществляется путём построения нулевых линий параметров $S_1 = 0$, $S_2 = 0$. Последующее сравнение значения S_3 позволяет точно установить тип особенности: при $S_3 = 0$ фиксируется V -точка, при $S_3 \neq 0$ – C -точка. На рис. 4 приведён пример такого распределения, позволяющий наглядно выделить положения V - и C -точек по характеру пересечения соответствующих контуров.

На рис. 4а наблюдается тройное пересечение линий $S_1 = 0$, $S_2 = 0$ и $S_3 = 0$, что свидетельствует о формировании цепочки V -точек вдоль оси наложения пучков. Такая конфигурация соответствует суперпозиции двух чётных мод HE_{21} , при которой в зонах интерференционных минимумов возникает полная неопределённость поляризационного состояния. На рис. 4б линии $S_1 = 0$ и $S_2 = 0$ пересекаются вблизи геометрического центра пучка, тогда как линия $S_3 = 0$ описывает замкнутую окружность, не входящую в область перекрытия. Такая конфигурация соответствует C -точке, в которой поляризация становится чисто циркулярной. Ситуация реализуется при суперпозиции чётной и нечётной моды HE_{21} . При этом в зонах минимумов интенсивности исходных мод сохраняются V -точки. На рис. 4в также фиксируются точки пересечения линий $S_1 = 0$ и $S_2 = 0$, при отсутствии пересечения с $S_3 \neq 0$, что указывает на наличие изолированных C -точек в области перекрытия. В то же время в геометрических центрах пучков все три линии пересекаются, формируя по одной V -точке на каждую исходную моду. Такая структура соответствует суперпозиции чётной моды HE_{21} и моды TM_{01} .

Важно подчеркнуть, что формирование поляризационных сингулярностей при суперпозиции существенно еще зависит от поперечного смещения d между пучками. Ниже приведены результаты моделирования в зависимости от величины d , при которых в центре области перекрытия возникает новая особая точка. Для этого воспользуемся выражением (4) с заданными параметрами ℓ , m , ϕ , θ и безразмерным смещением d . Численный анализ показал, что при $d = 1$ пространственное распределение интенсивности и поляризационной структуры в центре области интерференции приобретает наилучшую симметрию для различных комбинаций мод, приведенных на рис. 2, сопровождаясь формированием устойчивой центральной поляризационной сингулярности. Влияние параметра d на форму и симметрию результирующего поля проиллюстрировано на рис. 5, где представлены типовые конфигурации суперпозиции пучков при различных значениях смещения. При $d = 1,3$ (левый столбец) исходные пучки практически не перекрываются, что приводит к образованию двух независимых зон интенсивности со слегка повернутыми эллипсами поляризации на границе взаимодействия. Уменьшение расстояния до оптимального значения $d = 1$ (центральный столбец) приводит к формированию отчетливо выраженной симметричной поляризационной сингулярности в центре области перекрытия, окруженной равномерно распределенными эллипсами поляризации. При дальнейшем уменьшении смещения до $d = 0,75$ (правый столбец) три отдельных особенности сливаются в единую удлинённую структуру, демонстрируя значительное искажение поляризационной конфигурации. Приведенные значения смещения подтверждены экспериментальными наблюдениями и использовались далее при проведении измерений и анализе результатов.

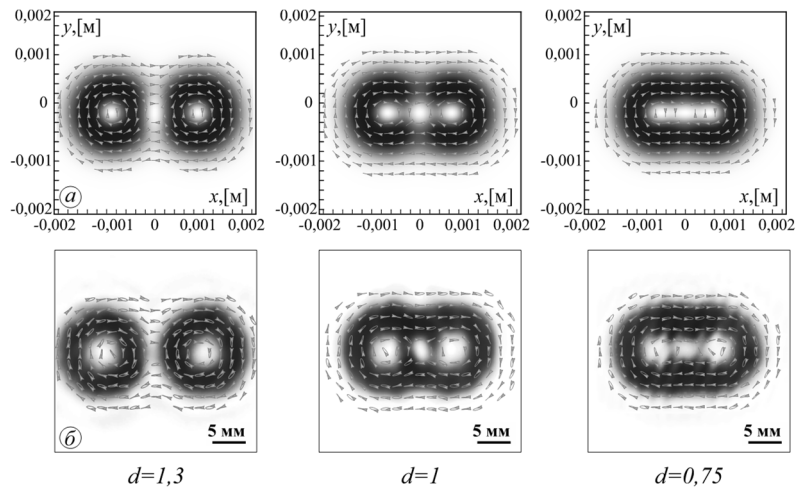


Рис. 5. Распределение интенсивности и поляризации результирующего поля при различных значениях смещения $d=1,3, 1$ и $0,75$ (слева направо), демонстрирующее влияние степени перекрытия на формирование поляризационной сингулярности: (а) теоретическое моделирование; (б) эксперимент

3. Эксперимент

Для реализации интерференции пространственно разнесенных векторных пучков использовался интерферометр Маха–Цендера, схема собранной экспериментальной установки представлена на рис. 6. В экспериментальной установке использовался гелий-неоновый лазер (LS) с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Полученный от него линейно поляризованный гауссов пучок проходит через пространственный фильтр (SLF) и попадает на светоделительную призму (BS_1), после чего разделяется на два пучка. Пучки проходят через полуволновые пластины ($\lambda/2_{1,2}$), который поворачивают вектор поляризации пучка в соответствии с осью кристалла Q -пластины (Q_1, Q_2), после чего с помощью зеркал (M_1, M_2) оба пучка направляются на светоделительную призму (BS_2). По пути полуволновые пластины ($\lambda/2_{3,4}$), размещенные при необходимости в зависимости от поворота их оси, позволяют управлять линейной поляризацией и получать четные и нечетные HE -моды векторного пучка, не меняя конфигурации пучка на самих Q -пластинах. На схеме представлен пример, когда установлены полуволновые пластины ($\lambda/2_{3,4}$), при этом они повернуты на $22,5^\circ$ к оси Q -пластин, за счет чего TM_{01} -мода преобразуется в нечетную HE_{21} -моду в каждом плече. С помощью светоделительной призмы (BS_2) производится плавное сведение пучков для получения необходимой интерференционной картины.

Для анализа поляризационной картины и распределения интенсивности пучков использовался поляриметр Стокса, состоящий из четвертьволновой пластины ($\lambda/4$) и поляризационной камеры *Thorlabs Kiralux CMOS CS505MUP (CMOS)*, которая фиксирует сразу четыре поляризационные компоненты. По первому изображению получены четыре поляризованные компоненты пучка $I_{0^\circ}, I_R, I_{90^\circ}$ и I_L при этом ось четвертьволновой пластины ($\lambda/4$) была совмещена с осью Ox поляризационной камеры. После поворота четвертьволновой пластины ($\lambda/4$) на угол 45° на втором изображении выделяются линейно поляризованные компоненты I_{+45° и I_{-45° векторного пучка. Полученные шесть компонент позволяют рассчитать параметры Стокса для построения карты распределения поляризации.

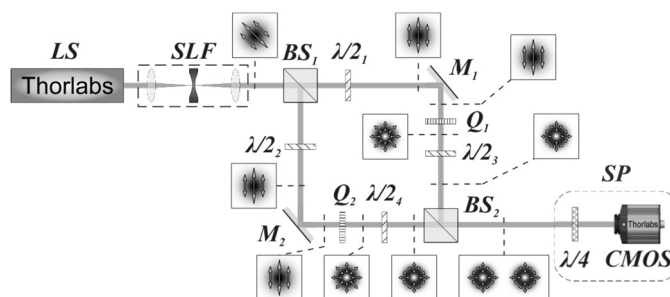


Рис. 6. Схема экспериментальной установки: LS – гелий-неоновый лазер ($\lambda = 633$ нм), SLF – пространственный фильтр, $BS_{1,2}$ – делительная призма, $\lambda/2_{1-4}$ – полуволновые пластины, $M_{1,2}$ – зеркала, $Q_{1,2}$ – Q -пластины, SP – Стокс-поляриметр, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка, $CMOS$ – поляризационная камера

Экспериментально были апробированы все комбинации модовых суперпозиций, представленные на рис. 2. По результатам численного моделирования и эксперимента составлен сводный обобщающий рисунок, демонстрирующий тип поляризационной сингулярности, возникающей в центральной области интерференционного перекрытия. Ниже представлен рисунок, в котором каждой комбинации параметров соответствует конкретный тип результирующей моды и характер сингулярности, формирующейся в центре поля.

При интерференции двух чётных или двух нечётных HE_{21} -мод (строки 1 и 3) возникают структуры, соответствующие TM_{01} - и TE_{01} -типам соответственно. В строке 2, где складываются чётная и нечётная HE_{21} -моды, наблюдается сингулярность типа *lemon*, обусловленная асимметрией поляризации. Смешение различных типов мод (строки 4–7) приводит к появлению *C*- и *V*-точек, чувствительных к фазовому сдвигу и знаку ТЗ. В строках 8 и 10 суперпозиция TM_{01} -мод и TE_{01} -мод даёт гибридные HE_{21} -моды. В строке 9 образуется сингулярность типа *star* при интерференции TE_{01} и TM_{01} , отражающая высокую топологическую сложность результирующего поля.

№	Комбинации мод	Результат сложения	№	Комбинации мод	Результат сложения
1	$HE_{21}^{ev} + HE_{21}^{ev}$	TM_{01}	6	$HE_{21}^{od} + TE_{01}$	<i>C-line</i>
2	$HE_{21}^{ev} + HE_{21}^{od}$	<i>Lemon</i>	7	$HE_{21}^{od} + TM_{01}$	<i>V-line</i>
3	$HE_{21}^{od} + HE_{21}^{od}$	TE_{01}	8	$TE_{01} + TE_{01}$	HE_{21}^{od}
4	$HE_{21}^{ev} + TE_{01}$	<i>C-line</i>	9	$TE_{01} + TM_{01}$	<i>Star</i>
5	$HE_{21}^{ev} + TM_{01}$	<i>V-line</i>	10	$TM_{01} + TM_{01}$	HE_{21}^{ev}

Рис. 7. Типы результирующих поляризационных структур, возникающих при различных суперпозициях мод, представленных на рис. 2

Заключение

В данной работе представлено исследование особенностей поляризационного поля, возникающих при несоосной интерференции векторных оптических мод с различной симметрией, топологическими зарядами и фазовыми сдвигами. Предложена обобщённая модель (уравнение (3)), позволяющая описывать результирующее поле при произвольных параметрах суперпозиции. На её основе численно и экспериментально проанализированы различные конфигурации пучков, включая все допустимые комбинации мод TE_{01} , TM_{01} и HE_{21} (чётной и нечётной симметрии).

Показано, что в центральной области перекрытия пучков формируются поляризационные сингулярности различных типов – *V*-точки, *C*-точки, *lemon*, *star* и другие. Их наличие и топологические характеристики строго определяются набором параметров интерференции. Проведено численное моделирование, показывающее оптимальное значение пространственного смещения d , при котором образуются симметричные поляризационные особенности. Использование вихрей Стокса позволило провести количественную классификацию наблюдаемых особенностей, а также отследить характерные преобразования поляризации при варьировании параметров.

Полученные результаты не только дополняют существующие представления о топологических особенностях в оптических полях [34 – 36], но и открывают практические пути для их использования в прикладных фотонных системах. В частности, управляемое образование поляризационных сингулярностей может применяться для реализации оптических элементов с высокой чувствительностью к параметрам входного сигнала, таких как переключатели, мультиплексоры и селекторы мод. Кроме того, несоосная интерференция векторных мод может использоваться в качестве платформы для моделирования логических операций в оптических системах, где тип возникающей сингулярности (например, наличие *V*- или *C*-точки) может кодировать логическое состояние. Это делает подобные структуры перспективными для использования в системах обработки информации, интегральной фотонике и моделировании квантовых вентилях на основе классических световых полей.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 24-22-00278).

References

[1] Gbur GJ. Singular optics. 1st ed. Boca Raton: CRC Press; 2016. ISBN: 978-1315374260.
 [2] Shen Y, Wang X, Xie Z, Min C, Fu X, Liu Q, Gong M, Yuan X. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. Light Sci Appl 2019; 8: 90. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
 [3] Forbes A, de Oliveira M, Dennis MR. Structured light. Nat Photonics 2021; 15: 253-262. DOI: 10.1038/s41566-021-00780-4.
 [4] Rubinsztein-Dunlop H, Forbes A, Berry MV, Dennis MR, Andrews DL, Mansuripur M, Denz C, Alpmann C, Banzer P, Bauer T, Karimi E, Marrucci L, Padgett M, Ritsch-Martens M, Litchinitser NM, Bigelow NP, Rosales-Guzmán C, Belmonte A, Torres JP,

- Neely TW, Baker M, Gordon R, Stilgoe AB, Romero J, White AG, Fickler R, Willner AE, Xie G, McMorran B, Weiner AM. Roadmap on structured light. *J Opt* 2016; 19(1): 013001. DOI: 10.1088/2040-8978/19/1/013001.
- [5] Kotlyar VV, Kovalev AA, Nalimov AG. Topological charge of optical vortices. 1st ed. Boca Raton: CRC Press; 2022. ISBN: 978-1-032-34553-6.
- [6] Kazanskiy NL, Khonina SN, Karpeev SV, Porfirev AP. Diffractive optical elements for multiplexing structured laser beams. *Quantum Electron* 2020; 50(7): 629-635. DOI: 10.1070/QEL17276.
- [7] Dennis MR, O'Holleran K, Padgett MJ. Optical vortices and polarization singularities. *Prog Opt* 2009; 53: 293-363. DOI: 10.1016/S0079-6638(08)00205-9.
- [8] Berry MV, Dennis MR, Lee RL Jr. Polarization singularities in the clear sky. *New J Phys* 2004; 6(1): 162. DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/162.
- [9] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Sharp focusing of laser light. 1st ed. Boca Raton: CRC Press; 2019. ISBN: 978-0-367-36444-1.
- [10] Shvedov V, Krolikowski W, Volyar A, Neshev DN, Desyatnikov AS, Kivshar YuS. Focusing and correlation properties of white-light optical vortices. *Opt Express* 2005; 13(19): 7393-7398. DOI: 10.1364/OPEX.13.007393.
- [11] Khonina SN, Porfirev AP. Harnessing of inhomogeneously polarized Hermite-Gaussian vector beams to manage the 3D spin angular momentum density distribution. *Nanophotonics* 2022; 11(4): 697-712. DOI: 10.1515/nanoph-2021-0418.
- [12] Volyar AV, Fadeeva TA, Egorov YA. Vector singularities of Gaussian beams in uniaxial crystals: Optical vortex generation. *Tech Phys Lett* 2002; 28(11): 958-961. DOI: 10.1134/1.1526896.
- [13] Soskin MS, Denisenko V, Freund I. Optical polarization singularities and elliptic stationary points. *Opt Lett* 2003; 28(17): 1475-1477. DOI: 10.1364/OL.28.001475.
- [14] Kotlyar VV, Stafeev SS, Nalimov AG. Sharp focusing of a hybrid vector beam with a polarization singularity. *Photonics* 2021; 8(6): 227. DOI: 10.3390/photonics8060227.
- [15] Kotlyar VV, Stafeev SS, Zaitsev VD, Telegin AM. Poincaré beams at the tight focus: Inseparability, radial spin Hall effect, and reverse energy flow. *Photonics* 2022; 9(12): 969. DOI: 10.3390/photonics9120969.
- [16] Dennis MR. Polarization singularities in paraxial vector fields: morphology and statistics. *Opt Commun* 2002; 213(4-6): 201-221. DOI: 10.1016/S0030-4018(02)02088-6.
- [17] Marrucci L, Karimi E, Slussarenko S, Piccirillo B, Santamato E, Nagali E, Sciarrino F. Spin-to-orbital conversion of the angular momentum of light and its classical and quantum applications. *J Opt* 2011; 13(6): 064001. DOI: 10.1088/2040-8978/13/6/064001.
- [18] Huang X, Wu C, Xu X, Wang B, Zhang S, Shen C, Yu C, Wang J, Chi N, Yu S, Chang-Hasnain CJ. Polarization structured light 3D depth image sensor for scenes with reflective surfaces. *Nat Commun* 2023; 14: 6855. DOI: 10.1038/s41467-023-42678-5.
- [19] He C, Shen Y, Forbes A. Towards higher-dimensional structured light. *Light Sci Appl* 2022; 11: 205. DOI: 10.1038/s41377-022-00897-3.
- [20] Li Z, Liu W, Yuebian Z, Cheng H, Zhang S, Chen S. Optical polarization manipulations with anisotropic nanostructures. *PhotonX* 2024; 5: 30. DOI: 10.1186/s43074-024-00143-6.
- [21] Stafeev SS, O'Faolain L, Kotlyar VV, Nalimov AG. Tight focus of light using micropolarizer and microlens. *Appl Opt* 2015; 54(15): 4388-4394. DOI: 10.1364/AO.54.004388.
- [22] Chernyshov AA, Fel'de KV, Bogatyreva GV, Polyanskii PV, Soskin MS. Vector singularities of superposition of mutually incoherent orthogonally polarized beams. *Opt Spectrosc* 2009; 107: 645-650. DOI: 10.1134/S0030400X09100191.
- [23] Kurzynowski P, Woźniak WA, Zdunek M, Borwińska M. Singularities of interference of three waves with different polarization states. *Opt Express* 2012; 20(24): 26755-26765. DOI: 10.1364/OE.20.026755.
- [24] Vyas S, Kozawa Y, Sato S. Polarization singularities in superposition of vector beams. *Opt Express* 2013; 21(7): 8972-8986. DOI: 10.1364/OE.21.008972.
- [25] Karpeev SV, Podlipnov VV, Algubili AM. An interference scheme for generating inhomogeneously polarized laser radiation using a spatial light modulator. *Computer Optics* 2020; 44(2): 214-218. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-698.
- [26] Aadhi A, Vaity P, Chithrabhanu P, Reddy SG, Prabakar S, Singh RP. Non-coaxial superposition of vector vortex beams. *Appl Opt* 2016; 55(5): 1107-1111. DOI: 10.1364/AO.55.001107.
- [27] Freund I. Poincaré vortices. *Opt Lett* 2001; 26(24): 1996-1998. DOI: 10.1364/OL.26.001996.
- [28] Pal SK, Senthilkumaran P. Synthesis of Stokes vortices. *Opt Lett* 2019; 44(1): 130-133. DOI: 10.1364/OL.44.000130.
- [29] Arora G, Ruchi, Senthilkumaran P. Full Poincaré beam with all the Stokes vortices. *Opt Lett* 2019; 44(22): 5638-5641. DOI: 10.1364/OL.44.005638.
- [30] Vallone G. On the properties of circular beams: normalization, Laguerre-Gauss expansion, and free-space divergence. *Opt Lett* 2015; 40(8): 1717-1720. DOI: 10.1364/OL.40.001717.
- [31] Zhang Y, Li P, Ma C, Liu S, Cheng H, Han L, Zhao J. Efficient generation of vector beams by calibrating the phase response of a spatial light modulator. *Appl Opt* 2017; 56(17): 4956-4960. DOI: 10.1364/AO.56.004956.
- [32] Harrison J, Mphuthi N, Mabena C, Naidoo D. High-energy generation of arbitrary cylindrical vector vortex beams using a modified Mach-Zehnder interferometer. *Appl Opt* 2025; 64(3): 60-68. DOI: 10.1364/AO.64.000C60.
- [33] Born M, Wolf E. Principles of optics. Oxford: Pergamon Press; 1959.
- [34] Volyar A, Abramochkin E, Akimova Y, Bretsko M. Super bursts of the orbital angular momentum in astigmatic-invariant structured LG beams. *Opt Lett* 2022; 47(21): 5537-5540. DOI: 10.1364/OL.474385.
- [35] Volyar A, Abramochkin E, Akimova Y, Bretsko M. Astigmatic-invariant structured singular beams. *Photonics* 2022; 9(11): 842. DOI: 10.3390/photonics9110842.
- [36] Volyar AV, Abramochkin EG, Akimova YE, Bretsko MV. Reconstruction of stable states of spiral vortex beams. *Computer Optics* 2022; 46(1): 5-15. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1032.

Сведения об авторах

Брецько Михаил Владимирович – кандидат физико-математических наук (2022), старший преподаватель кафедры общей физики Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Сфера научных интересов: компьютерное моделирование, сингулярная оптика. E-mail: mihailbretcko4@gmail.com

Якубов Селим Исметович – аспирант кафедры общей физики Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Сфера научных интересов: лазерная физика, сингулярная оптика. E-mail: yakubov-selim@mail.ru

Халилов Сервер Искандарович – ассистент кафедры бизнес-информатики и математического моделирования Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Сфера научных интересов: сингулярная оптика, лазерная физика. E-mail: server.khalilov.94@mail.ru

Акимова Яна Евгеньевна – кандидат физико-математических наук (2022), ассистент кафедры общей физики Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Сфера научных интересов: сингулярная оптика, лазерная физика. E-mail: akimova.yana@yandex.ru

Воляр Александр Владимирович – доктор физико-математических наук (1992). С 1993 г. – профессор, с 1999 г. – заведующий кафедрой общей физики Физико-технического института Крымского федерального университета им. В.И. Вернадского. Сфера научных интересов: оптика, лазерная физика. E-mail: volyar.singular.optics@gmail.com

Поступила в редакцию 29 мая 2025 г. Окончательный вариант – 24 июля 2025 г.

Formation and transformation of polarization features of vector beams during off-axis interference

M.V. Bretsko¹, S.I. Yakubov¹, S.I. Khalilov¹, Ya.E. Akimova¹, A.V. Volyar¹
*¹ Physics and Technology Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University,
Prospekt Akademika Vernadskogo, 4, 295007, Simferopol, Republic of Crimea, Russia*

Abstract

This work investigates the formation of polarization singularities arising from non-collinear interference of vector beams with different symmetries. An analytical model is proposed to describe the superposition of two spatially displaced beams with arbitrary topological charges and phase parameters. It is shown that polarization singularities such as *V*- and *C*-points, as well as stable configurations of the *lemon* and *star* types, can emerge in the region of beam overlap. A classification of the observed features is carried out based on the Stokes parameters, and the conditions for their formation are determined. Numerical modeling is performed to identify the optimal beam displacement at which a symmetric polarization singularity appears in the center of the interference region. The results are supported by experimental verification.

Keywords: optical vortex, polarization singularity, non-coaxial interference.

Citation: Bretsko MV, Yakubov SI, Khalilov SI, Akimova YaE, Volyar AV. Formation and transformation of polarization features of vector beams during off-axis interference. *Computer Optics* 2026; 50(2): 1740. DOI: 10.18287/COJ1740.

Acknowledgements: This work was financially supported by the Russian Science Foundation under project No. 24-22-00278.

About authors

Mikhail Vladimirovich Bretsko (b. 1994), graduated from V.I. Vernadsky Crimean Federal University (2022), majoring in Physics and Astronomy. He received his Ph. D. in Physics in 2022. He is senior lecturer of General Physics department in the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. His research interests include computer modeling, singular optics. E-mail: mihailbretcko4@gmail.com

Selim Ismetovich Yakubov (b. 1997), postgraduate student of the General Physics department of the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests: laser physics, singular optics. E-mail: yakubov-selim@mail.ru

Server Iskandarovich Khalilov (b. 1994), assistant of Business Informatics and Mathematical Modeling department of Physical-Technical Institute of the V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Research interests: singular optics, laser physics. E-mail: server.khalilov.94@mail.ru

Yana Evgenievna Akimova (b. 1994), graduated from V.I. Vernadsky Crimean Federal University (2022), majoring in Physics and Astronomy. She received her Ph. D. in Physics in 2022. She is assistant of General Physics department in the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. Her research interests include diffractive and singular optics, laser physics. E-mail: akl1mova.yana@yandex.ru

Alexander Vladimirovich Volyar (b. 1949) graduated from Simferopol State University (1972). After graduation he is its employee. Doctor of Physical and Mathematical Sciences (1992). Since 1993 he is a professor. Since 1999 he is a head of the General Physics department in the Physical-Technical Institute of V.I. Vernadsky Crimean Federal University. His research spans various fields of optics and laser physics. E-mail: volyar.singular.optics@gmail.com

Received May 29, 2025. The final version – July 24, 2025.
