

Самовосстановление поляризационной структуры в векторных пучках при секторных возмущениях

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 проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния секторного возмущения на поляризационную структуру векторных ТЕ- и ТМ-мод. Для количественного анализа предложена интегральная характеристика степени восстановления поляризации, основанная на нормированных параметрах Стокса. Численным моделированием показано, что при малых углах сектора поляризационная структура восстанавливается на расстояниях, превышающих длину Рэлея. При увеличении угла секторного возмущения происходит частичное восстановление поляризационной структуры. Несмотря на локально более устойчивое поведение ТМ-моды, интегральная степень восстановления не отличается от ТЕ-моды. Результаты подтверждаются экспериментально и согласуются с теоретической моделью.

Ключевые слова: оптический вихрь, поляризационные сингулярности, секторное возмущение, параметры Стокса.

Цитирование: Брецько, М.В. Самовосстановление поляризационной структуры в векторных пучках при секторных возмущениях / М.В. Брецько, С.И. Якубов, С.И. Халилов, Я.Е. Акимова, А.В. Воляр // Компьютерная оптика. – 2026. – Т. 50, № 2. – 1736. – DOI: 10.18287/COJ1736.

Citation: Bretsko MV, Yakubov SI, Khalilov SI, Akimova YaE, Volyar AV. Self-healing of the polarization structure in vector beams subjected to sector perturbation. Computer Optics 2026; 50(2): 1736. DOI: 10.18287/COJ1736.

Введение

В последние десятилетия одним из активно развивающихся направлений современной оптики является сингулярная оптика [1], изучающая структурированные световые поля, характеризующиеся наличием особых точек или линий, в которых интенсивность света обращается в ноль, а фаза становится неопределенной [2, 3]. Научный интерес к этим полям объясняется их способностью переносить орбитальный угловой момент (ОУМ) [4–8], наличием сложной пространственной структуры, объединяющей фазовые и поляризационные особенности [9–11], а также ярко выраженной способностью к самовосстановлению после внешних возмущений [12–18].

Особое внимание исследователей привлекает изучение устойчивости структурированных световых пучков к различным внешним возмущениям, среди которых очень актуальными оказываются секторные (частичные) возмущения [15–17]. Секторное возмущение служит моделью частичного перекрытия пучка, что характерно для экспериментальных условий с ограниченным доступом света к области наблюдения или при наличии локальных внешних воздействий. Детальное изучение поведения структурированных пучков при секторных возмущениях позволяет глубже понять фундаментальные процессы формирования и эволюции оптических вихрей и векторных пучков, что имеет решающее значение для многих прикладных применений, таких как оптическая связь [19], сверхразрешающая микроскопия [20] и точное оптическое манипулирование [3].

Ранее исследования скалярных оптических вихрей показали, что при секторном возмущении [16] они обладают выраженной способностью к самоисцелению, восстанавливая свою фазовую структуру по мере распространения, при этом ОУМ такого пучка практически не меняется при углах сектора от 0 до π , а когда угол сектора превышает π , энергия пучка начинает распределяться между модами с противоположными знаками топологического заряда (ТЗ), что приводит к быстрому уменьшению ОУМ. При таких критических значениях угла сектора наблюдается возрастающая неопределенность между азимутальным углом и орбитальным угловым моментом пучка [21, 22], приводящая к ухудшению самовосстанавливающих свойств и сложности интерпретации получаемых данных в прикладных задачах.

В работе [17] было изучено влияние секторного возмущения на суперпозиции оптических вихрей с различными топологическими зарядами. Авторы выявили ряд условий, при которых суммарный орбитальный угловой момент всей суперпозиции сохраняется, несмотря на частичное искажение пучка. В частности, сохранение ОУМ наблюдается в следующих случаях:

- 1) при равных амплитудах составляющих вихрей;
- 2) если полуугол секторной апертуры равен целому числу, умноженному на π и делённому на разность топологических зарядов;

3) для суперпозиций более чем двух вихрей, когда полуугол составляет целое число, умноженное на π и делённое на наибольший общий делитель всех возможных разностей топологических зарядов.

В ряде других работ на примере векторных Бесселевых пучков [12–14, 23] было показано, что восстановление может происходить не только на уровне амплитудно-фазового профиля, но и в отношении поляризационной структуры после частичного экранирования, а также предложены подходы к измерению восстановления на основе анализа параметров Стокса [24]. Авторы продемонстрировали, что векторные пучки способны сохранять и восстанавливать поляризационные особенности на определённых расстояниях после препятствия, подтверждая наличие устойчивых векторных степеней свободы. В [23] дополнительно анализируется восстановление «неразделимости» (в смысле корреляции между пространственными и поляризационными степенями свободы) как часть более общего механизма самовосстановления в структурированном свете.

В то же время указанные исследования сосредоточены преимущественно на аксиально-симметричных недифрагирующих Бесселевых модах, в то время как свойства самовосстановления поляризационной структуры векторных пучков других типов, в частности мод Лагерра–Гаусса, при пространственных возмущениях с выраженной угловой локализацией (например, секторного типа) остаются практически не исследованными. Векторные пучки, обладающие сложной внутренней структурой поляризации, могут демонстрировать принципиально иные механизмы восстановления поляризационного состояния по сравнению со скалярными пучками, что делает их особенно перспективными для задач, в которых критична сохранность не только амплитудной, но и поляризационной информации, например, в мультиплексированных каналах оптической связи, векторной визуализации и оптическом манипулировании.

В связи с этим целью настоящей работы является изучение влияния секторных возмущений на пространственное распределение поляризации векторных мод и количественная оценка их способности к восстановлению исходной структуры при распространении.

1. Теоретическое описание модели секторного возмущения пучка

Для анализа распространения векторного пучка через непрозрачный сектор, рассмотрим сначала прохождение его скалярного аналога – пучка Лагерра–Гаусса (ЛГ) с нулевым радиальным $p = 0$ и азимутальным индексом (ТЗ оптического вихря) ℓ . Вершина сектора α касается оси пучка, а α является половинным углом сектора, как показано на рис. 1. Комплексная амплитуда такого ЛГ-пучка в цилиндрических координатах может быть представлена как [25]:

$$LG_{\ell}(r, \varphi, z) = \frac{w_0}{w(z)} \left(\frac{r}{w(z)}\right)^{|\ell|} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)} + i\left(\ell\varphi + \psi(z) - \frac{kr^2}{2R(z)}\right)\right], \quad (1)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\varphi = \arctan\left(\frac{y}{x}\right)$, w_0 – радиус перетяжки гауссова пучка, $w(z) = w_0\sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$, $z_0 = \frac{kw_0^2}{2}$, k – волновое число, $R(z) = z\left(1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right)$ – радиус кривизны волнового фронта, $\psi(z) = (|\ell| + 1) \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)$.

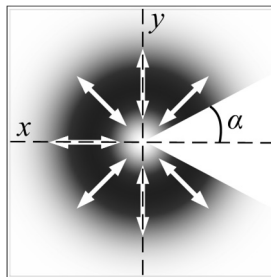


Рис. 1. Эскиз секторного возмущения пучка с углом сектора α

При прохождении оптического вихря (1) через непрозрачный экран в виде углового сектора целесообразно представить исходный вихревой пучок в виде разложения по собственным модам, как показано в работах [16–18], что позволит учитывать влияние экранирования на его пространственную структуру и эволюцию:

$$\Psi_{\ell}(r, \varphi, z|\alpha) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_{\ell,m} LG_m(r, \varphi, z), \quad (2)$$

коэффициенты мод $C_{\ell,m}$ определяются как [16–18]:

$$C_{\ell,m} = \frac{\pi - \alpha}{\pi} \cdot (-1)^{\ell - m} \cdot \frac{\Gamma\left[\frac{|\ell| + |m|}{2} + 1\right]}{2^{\frac{|\ell| - |m|}{2}} |m|!} \text{sinc}[(\ell - m)(\pi - \alpha)], \quad (3)$$

где $\Gamma[x]$ – гамма-функция, $\text{sinc}[x]$ – функция кардинального синуса, α – половинный угол сектора.

Для формирования векторного оптического вихря необходимо сложить два ортогонально циркулярно-поляризованных оптических вихря с одинаковыми амплитудными профилями, но противоположными по знаку топологическими зарядами и определенной относительной фазовой разностью [26]

$$\mathbf{vLG}(r, \varphi, z|\alpha, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_{-\ell}(r, \varphi, z|\alpha) \mathbf{e}_- + e^{i\phi} \psi_{+\ell}(r, \varphi, z|\alpha) \mathbf{e}_+], \quad (4)$$

где \mathbf{e}_\pm – единичные векторы круговой (лево- и право-) поляризации в поперечной плоскости, ϕ – начальная относительная фаза между двумя компонентами, меняя значения которой можно получить такие векторные моды, как ТМ и ТЕ, представленные на рис. 2а, б.

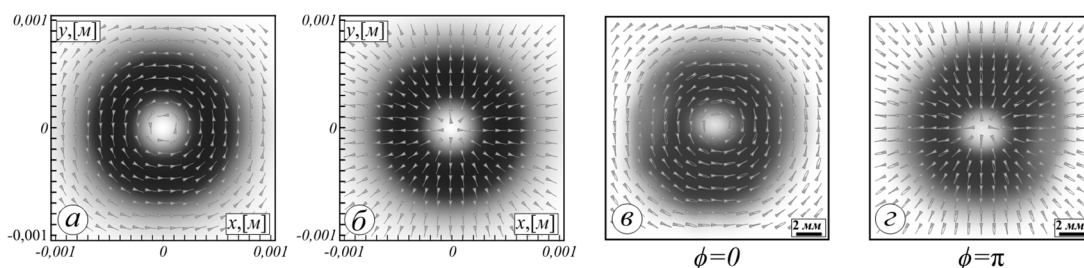


Рис. 2. Карта распределения поляризации на фоне интенсивности (инверсия) ТЕ (а, в) и ТМ (б, г) мод, полученные по уравнению (4) для $\ell = \pm 1, \lambda = 633 \text{ нм}, z_0 = 3 \text{ м}, z = 0 \text{ м}$. (а, б) теория, (в, г) эксперимент

Для анализа поляризационных свойств векторных пучков, подвергнутых секторным возмущениям, необходима количественная характеристика изменения локального поляризационного состояния в поперечном сечении. Одним из наиболее информативных и широко применяемых инструментов для описания таких изменений являются параметры Стокса [26, 27], которые позволяют описывать не только тип поляризации (линейную, эллиптическую, круговую), но и её ориентацию и степень восстановления. В дальнейших расчётах и численном моделировании они будут использоваться для отслеживания эволюции поляризационной структуры пучка на различных расстояниях после экранирования. Ниже приводятся выражения для параметров Стокса, адаптированные к рассматриваемому типу векторных мод:

$$\begin{aligned} S_0 &= |\psi_R|^2 + |\psi_L|^2, \\ S_1 &= 2 \operatorname{Re}(\psi_R \psi_L^*), \\ S_2 &= 2 \operatorname{Im}(\psi_R \psi_L^*), \\ S_3 &= |\psi_R|^2 - |\psi_L|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где S_0 представляет собой полную интенсивность поля, S_1 и S_2 описывают линейную поляризацию (с разной ориентацией оси эллипса), а S_3 характеризует степень круговой поляризации и напрямую связан со спиновым угловым моментом света, а $\psi_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{-\ell}(r, \varphi, z|\alpha)$ соответствует правоциркулярной компоненте пучка, а $\psi_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{+\ell}(r, \varphi, z|\alpha) e^{i\phi}$ – левоциркулярной компоненте пучка.

В каждом поперечном сечении пучка локальное поляризационное состояние может быть охарактеризовано эллипсом поляризации [26, 27]. Геометрия этого эллипса однозначно определяется отношением между циркулярными компонентами поля ψ_R и ψ_L . В частности, угол наклона главной оси эллипса (угол ориентации) θ определяется как [26]:

$$\theta = \frac{1}{2} \operatorname{arg}[S_1 + iS_2] = \frac{1}{2} \operatorname{arg}[\psi_R \psi_L^*], \quad (6)$$

где arg обозначает аргумент комплексного числа. Этот угол соответствует ориентации направления линейной поляризации, эквивалентного эллипсу, в случае, когда поле линейно поляризовано. Кроме того, форма эллипса определяется его эллиптичностью, связанной с параметром S_3 , то есть с соотношением между правой и левой циркулярными компонентами. Величина эллиптичности задаётся углом χ [26, 27]

$$\sin 2\chi = S_3 / \sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2} = \frac{|\psi_R|^2 - |\psi_L|^2}{|\psi_R|^2 + |\psi_L|^2}. \quad (7)$$

Таким образом, совокупность параметров θ и χ полностью описывает локальную поляризационную геометрию поля, включая ориентацию и форму эллипса, и может быть использована для построения векторных карт поляризации и для анализа динамики изменений поляризационной структуры вдоль оси распространения пучка (4).

2. Возмущение поляризационной структуры векторного пучка при различных углах сектора

Поляризационная структура обладает высокой чувствительностью к асимметричным искажениям поля, возникающим при частичном экранировании, и может существенно изменяться даже при умеренных значениях угла сектора. Стоит также подчеркнуть, что изменение поляризации затрагивает более тонкие характеристики поля,

включая взаимосвязь амплитуд и фаз ортогональных компонент в ТМ- и ТЕ-модах, которые могут по-разному откликаться на такие возмущения, демонстрируя различную степень устойчивости поляризационных характеристик.

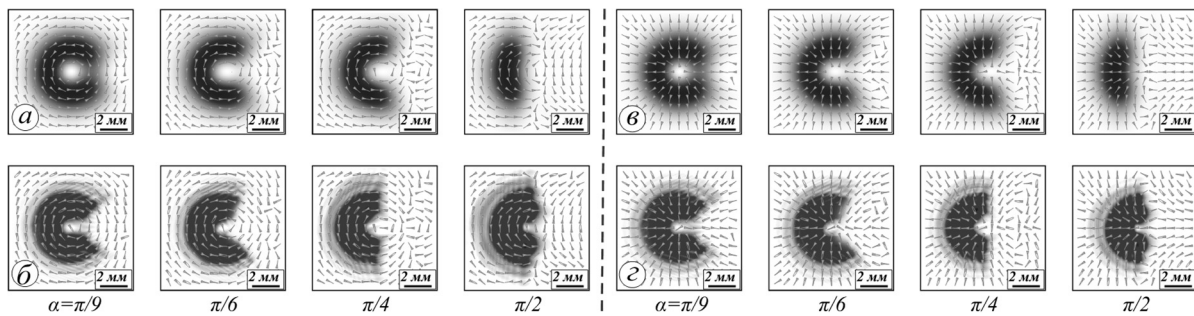


Рис. 3. Карта распределения эллипсов поляризации на фоне интенсивности пучка (инверсия) в поперечном сечении при $z \approx 0$ м, полученная напрямую с CMOS-камеры, для ТЕ- (а, б) и ТМ- (в, г) мод при различных углах секторного возмущения: (а, в) теория, (б, г) эксперимент, $\lambda = 633$ нм, $\alpha = \pi/4$

На рис. 3 представлено пространственное распределение интенсивности и соответствующие карты эллипсов поляризации для ТЕ- (рис. 3а, б) и ТМ- (рис. 3в, г) мод векторного пучка при различных углах секторного возмущения для $z = 0$ м. Как следует из рис. 3а, б, при малых значениях угла сектора ($\alpha = \pi/9$) распределение интенсивности ТЕ-моды практически не подвергается значительным дифракционным искажениям. Благодаря этому поляризационная структура также демонстрирует устойчивость: ориентации локальных эллипсов поляризации остаются близки к исходной, азимутальной конфигурации, а заметные искажения наблюдаются лишь непосредственно на границе экранированного сектора. В этой зоне происходит локальное нарушение симметрии пучка, сопровождаемое изменением направления ориентации эллипсов поляризации, что указывает на локальную деполаризацию из-за дифракции на секторе. При увеличении угла секторного возмущения до $\alpha = \pi/6$ и $\alpha = \pi/4$ в ТЕ-моды становятся более заметными изменения, затрагивающие не только область границы сектора, но и центральные части пучка. Поляризационная картина приобретает выраженную асимметрию, при этом направление ориентации эллипсов в неэкранированной области сохраняет стремление к исходной поляризационной конфигурации.

В случае, когда экранирована половина поперечного сечения пучка, картина интенсивности ТЕ-моды приобретает отчётливо выраженный полукруглый профиль. В области границы сектора наблюдается значительное переориентирование эллипсов поляризации, которые явно изменяют своё исходное направление.

Аналогичные закономерности наблюдаются и для ТМ-моды (рис. 3в, г). При малых углах ($\alpha = \pi/9$) радиальное распределение поляризации ТМ-моды сохраняется практически неизменным, причём даже на границе сектора эллипсы поляризации испытывают минимальные искажения.

При умеренном возмущении ($\alpha = \pi/6, \pi/4$) в ТМ-моды наблюдается появление слабых искажений и локальной асимметрии, однако стрелки направления поляризации по-прежнему ориентированы радиально и степень деполаризации остаётся относительно небольшой. Наибольшие искажения концентрируются у края сектора, где поляризационные эллипсы слегка меняют направление и вытягиваются, что указывает на появление дифракционных эффектов в этой области.

В случае секторного возмущения при $\alpha = \pi/2$ радиальная симметрия ТМ-моды нарушается более существенно. В области экранирования эллипсы поляризации разворачиваются на противоположный угол, а их ориентация уже существенно отличается от исходной радиальной конфигурации. Стоит отметить, что экспериментальные полученные результаты находятся в хорошем согласии с теорией, подтверждая применимость используемой численной модели.

3. Эффект самовосстановления поляризационной структуры при распространении

Хорошо известно, что эффект самовосстановления проявляется в постепенном восстановлении исходного амплитудного и фазового распределений в сечении пучка при его распространении. Причиной самовосстановления является не только дифракция, но и внутренняя структура сингулярных и векторных пучков, обладающих топологической устойчивостью и корреляцией мод. Совместное влияние этих факторов обеспечивает перераспределение энергии и фазовой информации, способствуя восстановлению структуры пучка после возмущения. В случае векторных пучков вопрос о характере и степени восстановления поляризационной структуры является гораздо более сложным и многогранным процессом, поскольку затрагивает комплексные изменения фазовых и амплитудных соотношений между двумя ортогональными циркулярно-поляризованными компонентами.

Основной задачей данного параграфа является детальное численное и экспериментальное исследование эволюции векторного пучка, подвергнутого секторному возмущению, при распространении вдоль оси z .

На рис. 4а–г представлена эволюция поляризационной структуры ТЕ-моды после прохождения секторного возмущения на различных расстояниях распространения вдоль оси z , для двух значений угла сектора: $\alpha = \pi/10$ и $\alpha = \pi/4$.

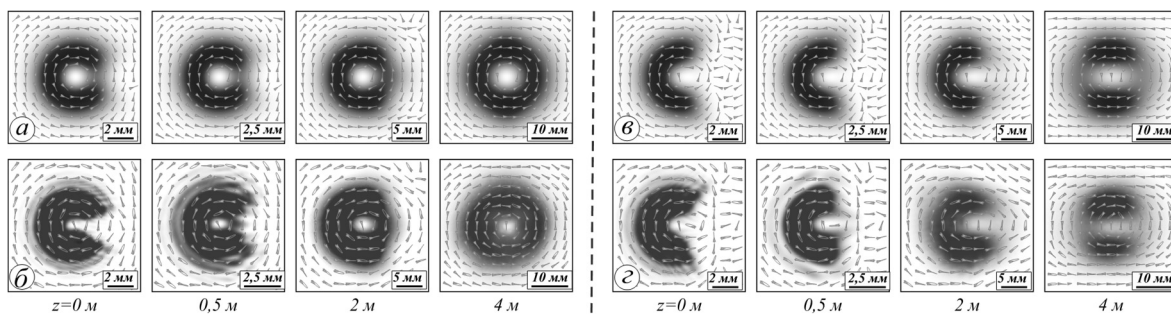


Рис. 4. Карта распределения эллипсов поляризации на фоне интенсивности пучка (инверсия) при секторном возмущении для ТЕ-моды вдоль оси z для углов сектора (а, б) $\alpha = \pi/10$ и (в, г) $\alpha = \pi/4$, (а, в) теория, (б, г) эксперимент, $\lambda = 633$ нм, $z_0 = 3$ м

Верхние строки (а, в) соответствуют моделированию, а строки (б, г) — экспериментальным результатам. Каждая из строк содержит срезы на четырёх плоскостях: $z = 0$ м, 0,5 м, 2 м и 4 м, что позволяет проследить динамику восстановления поляризационной структуры вдоль оси z .

В случае секторного возмущения с углом $\alpha = \pi/10$ (строки а, б) в начальной плоскости ($z = 0$ м), как уже было показано ранее, наблюдается локальное разрушение поляризационной структуры в зоне выреза сектора. Однако вне этой области векторная структура пучка сохраняет поляризационную структуру, характерную для ТЕ-моды. При распространении вдоль оси z наблюдается явное восстановление исходной структуры – уже на расстоянии $z = 0,5$ м эллипсы приобретают симметричную ориентацию в ранее экранированной области. При $z = 2$ м и далее к $z = 4$ м (что соответствует более чем одной длине Рэлея $z_0 = 3$ м) структура эллипсов становится практически неотличимой от исходной: наблюдается согласованное кольцевое распределение ориентаций вектора поляризации на всей апертуре. Эти особенности согласуются как с теоретическим моделированием, так и с экспериментальными наблюдениями, где хорошо воспроизводится направление эллипсов и характер восстановления распределения интенсивности.

При возмущении пучка сектором с большим углом $\alpha = \pi/4$ (строки в, г) начальная поляризационная структура нарушается значительно сильнее: в плоскости $z = 0$ м эллипсы поляризации в области сектора и в прилегающих к ней участках дезориентированы, нарушена локальная согласованность направления поляризации, в некоторых зонах возникает переориентация направления эллипсов. Несмотря на это, в остальных частях пучка сохраняется характерная азимутальная направленность ТЕ-моды. По мере распространения наблюдается перераспределение поляризационных состояний: уже при $z = 0,5$ м и далее к $z = 2$ м происходит частичное восстановление симметрии и выравнивание направлений эллипсов. Однако в отличие от случая малого сектора к $z = 4$ м исходная структура полностью не восстанавливается: в зоне экранирования сохраняются области с заметными отклонениями направления и формы эллипсов поляризации, структура становится менее однородной. Тем не менее даже при таких значительных искажениях глобальный азимутальный характер направления поляризации продолжает прослеживаться, что указывает на сохранение топологических признаков исходной векторной моды.

В случае ТМ-моды с секторным возмущением $\alpha = \pi/10$ (рис. 5а, б) в начальной плоскости $z = 0$ м также наблюдается локальное разрушение поляризационной структуры в области выреза. В то же время большая часть апертуры сохраняет характерную для ТМ-моды радиальную ориентацию эллипсов поляризации. Уже при $z = 0,5$ м восстанавливается симметрия структуры, и на расстояниях $z = 2$ м и $z = 4$ м практически по всей ширине пучка наблюдается восстановление исходного радиального распределения. Эллипсы поляризации вновь ориентированы вдоль радиальных направлений, включая область, ранее экранированную сектором. При увеличении угла сектора до $\alpha = \pi/4$ (рис. 5в, г) в начальной плоскости $z = 0$ м наблюдаются более значительные искажения, в том числе в центральной области пучка. По мере увеличения расстояния распространения происходит постепенное выравнивание структуры: к $z = 2$ м наблюдается частичное восстановление симметрии, а на $z = 4$ м большая часть эллипсов вновь ориентирована вдоль радиальных направлений, за исключением центральной зоны, где сохраняются остаточные искажения.

Сравнивая поведение ТМ- и ТЕ-мод в условиях секторного экранирования, можно отметить, что ТМ-мода демонстрирует более высокую степень восстановления поляризационной структуры при равных возмущениях. На наш взгляд, это связано с симметрией радиальной поляризации ТМ-моды, которая обладает более выраженной устойчивостью к локальному перекрытию, особенно в центральной области. При дифракционном распространении такая структура более эффективно «заполняет» область экранирования за счёт центральной симметрии, в отличие от ТЕ-моды, поляризация которой ориентирована азимутально и более чувствительна к разрыву кольцевой симметрии. Стоит отметить, что полученные экспериментальные картины распределения эллипсов поляризации хорошо согласуются с теоретическими. Отличия, заметные вблизи границ области

экранирования, которые обусловлены особенностями реализации секторного выреза и ограничением апертуры в экспериментальных условиях.

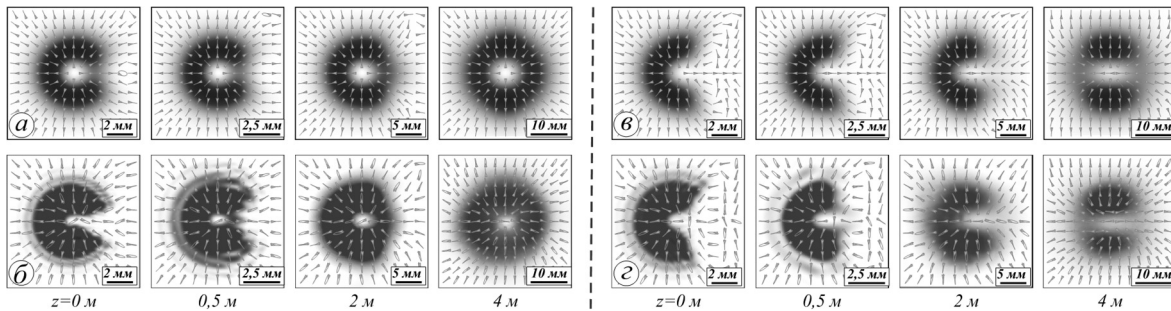


Рис. 5. Карта распределения эллипсов поляризации на фоне интенсивности пучка (инверсия) при секторном возмущении для ТМ-моды вдоль оси z для углов сектора (а, б) $\alpha = \pi/10$ и (в, г) $\alpha = \pi/4$, (а, в) теория, (б, г) эксперимент, $\lambda = 633$ нм, $z_0 = 3$ м

4. Эксперимент и степень самовосстановления

Для экспериментальной реализации и апробации полученных теоретических данных нами была собрана экспериментальная установка, представленная на рис. 6. В экспериментальной установке был использован *He-Ne* лазер (*LS*) с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Полученный от него линейно поляризованный гауссов пучок после прохождения пространственного фильтра (*SLF*) попадает на полуволновую пластину ($\lambda/2$). С её помощью производится поворот вектора поляризации пучка в соответствии с осью кристалла *Q*-пластины (*Q*) для получения ТМ- и ТЕ-мод векторного пучка. Для внесения секторного возмущения использовались сменяемые клинья (*SM*) с различными углами (2α), которые крепились на 2 осевую подвижку с микровинтами для точной настройки.

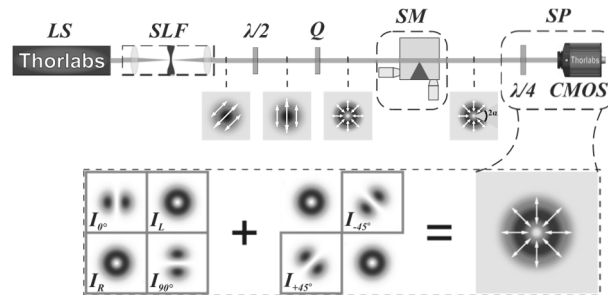


Рис. 6. Экспериментальная установка. *LS* – *He-Ne* лазер ($\lambda = 633$ нм), *SLF* – пространственный фильтр, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, *Q* – *Q*-пластинка, *SM* – секторная маска, *SP* – Стокс-поляриметр, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка, *CMOS* – камера

Для анализа пространственного распределения поляризационной структуры и интенсивности векторного пучка после прохождения секторного возмущения применялся Стокс-поляриметр (*SP*), включающий четвертьволновую пластину ($\lambda/4$) и специализированную поляризационную камеру *Thorlabs Kiralux CMOS CS505MUP*. Камера совместно с четвертьволновой пластиной обеспечивает одновременную регистрацию четырёх компонент Стокса: I_0 , I_R , I_{90} , I_L , формируя изображение, содержащее четыре зоны (четверти), соответствующие этим компонентам (см. нижнюю часть рис. 6). Для получения оставшихся двух компонент — I_{-45} и I_{+45} – ось $\lambda/4$ пластины поворачивалась на 45° к оси O_x , после чего производился второй снимок.

Программная обработка включала разделение каждого изображения на четыре части, соответствующие отдельным поляризационным компонентам. Из второго снимка дополнительно извлекались соответствующие линейно-поляризованные компоненты I_{-45} и I_{+45} (см. нижнюю часть рис. 6). На основе совокупности шести компонент вычислялись параметры Стокса S_0 , S_1 , S_2 , S_3 , и далее по формулам восстанавливались эллипсы поляризации в каждой точке поперечного сечения пучка.

Для количественной оценки способности векторного пучка к самовосстановлению поляризационной структуры необходима количественная оценка восстановления, позволяющая однозначно сравнивать состояние поля до и после секторного возмущения. В настоящей работе для этих целей вводится понятие степени восстановления поляризационной структуры, основанное на параметрах Стокса, которые полностью описывают поляризационное состояние поля.

Математически степень восстановления поляризации $\eta(z, \alpha)$ задаётся через скалярное произведение нормализованных векторов Стокса до и после возмущения, интегрированное по поперечному сечению пучка:

$$\eta(z, \alpha) = \iint_A S_0^{(0)}(z, x, y) \frac{\vec{s}^{(0)}(z, x, y)}{\|\vec{s}^{(0)}(z, x, y)\|} \cdot \frac{\vec{s}^{(\alpha)}(z, x, y)}{\|\vec{s}^{(\alpha)}(z, x, y)\|} dx dy / \iint_A S_0^{(0)}(z, x, y) dx dy, \quad (8)$$

здесь $\vec{S}^{(0)}(z, x, y)$ и $\vec{S}^{(\alpha)}(z, x, y)$ – векторы параметров Стокса, описывающие локальное поляризованное состояние до и после возмущения соответственно, а $S_0^{(0)}(z, x, y)$ – интенсивность исходного поля, интегрирование производится по поперечному сечению пучка A . Физический смысл данного выражения состоит в оценке средней угловой близости состояний поляризации поля в каждом локальном участке апертуры пучка до и после возмущения. Поскольку нормированные векторы Стокса задают координаты на сфере Пуанкаре, их скалярное произведение представляет собой косинус угла между двумя состояниями поляризации [36]. Значение $\eta = 1$ означает полное совпадение поляризованных состояний во всём поперечном сечении, а уменьшение указывает на наличие областей, в которых произошло существенное изменение поляризации вследствие возмущения. Отрицательное значение степени восстановления $\eta < 0$ указывает на то, что в среднем угол между локальными векторами поляризации до и после возмущения превышает π , что соответствует преимущественной переориентации поляризации в направлении, противоположном исходному. Стоит отметить, что подобный подход ранее рассматривался в работах, посвящённых изучению устойчивости и эволюции поляризованных структур векторных и сингулярных пучков [23, 24].

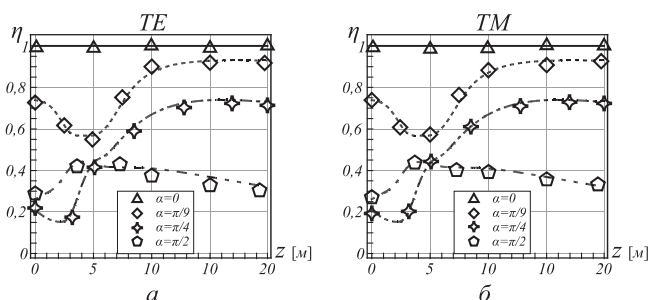


Рис. 7. Степень восстановления поляризации (а) ТЕ- и (б) ТМ-мод вдоль оси z при различных углах секторного возмущения для $\ell = \pm 1$, $z_0 = 3$ м, $\lambda = 633$ нм

На рис. 7а представлены численно рассчитанные зависимости степени восстановления поляризованной структуры ТЕ-моды от расстояния распространения z при различных значениях угла секторного возмущения α . Сплошная кривая соответствует случаю отсутствия возмущения ($\alpha = 0$), пунктирная – слабому возмущению ($\alpha = \pi/9$), точка с пунктиром – умеренному возмущению ($\alpha = \pi/4$), короткий и длинный пунктир – сильному возмущению ($\alpha = \pi/2$). При небольшом угле сектора ($\alpha = \pi/9$) в начальной области после возмущения (примерно до 1–3 метров) наблюдается заметное снижение степени восстановления. Это связано с тем, что в непосредственной близости после экранирования сектором векторное поле испытывает интенсивное амплитудно-фазовое и поляризованное перераспределение. В результате чего происходит временное увеличение различий между исходной и возмущённой структурами поляризации. На больших расстояниях, превышающих длину Рэлея ($z > 3$ м), степень восстановления начинает монотонно возрастать, асимптотически стремясь к достаточно высокому значению $\eta \approx 0,9$. Именно на расстояниях, превышающих длину Рэлея, начинает отчётливо проявляться эффект самовосстановления пучка. Он обусловлен интерференционно-дифракционным перераспределением энергии из областей, не затронутых секторным возмущением, в зону экранирования. За счёт этого механизма постепенно восстанавливаются исходные фазовые соотношения и, как следствие, первоначальная поляризованная структура поля.

При увеличении угла секторного возмущения до $\alpha = \pi/4$ наблюдается более значительное снижение степени восстановления в ближней зоне, достигая минимальных значений около $z \approx 2 - 3$ м, это объясняется тем, что увеличенный угол возмущения приводит к существенным локальным фазовым искажениям и частичной деполаризации поля в ближней зоне. Однако аналогично предыдущему случаю, на расстояниях, превышающих длину Рэлея, степень восстановления снова возрастает и достигает значения около $\eta \approx 0,7$.

Наиболее выраженные изменения степени восстановления наблюдаются при угле сектора $\alpha = \pi/2$. Несмотря на изначально невысокое значение степени восстановления $\eta \approx 0,4$, уже на расстояниях, близких к длине Рэлея (2–3 м), наблюдается быстрое кратковременное повышение η , связанное с быстрым дифракционным заполнением зоны возмущения полем из невозмущённой части пучка. Тем не менее, на больших расстояниях дальнейшего устойчивого роста степени восстановления не происходит, поскольку при столь значительном возмущении теряется большая часть исходной информации о фазово-поляризованной структуре поля.

В случае ТМ-моды (рис. 7б) при различных углах секторного возмущения α поведение кривых восстановления полностью аналогичные ТЕ-моды. Несмотря на визуально более однородное распределение эллипсов поляризации, наблюдаемое на картах поляризованной структуры ТМ-моды (см. рис. 5), глобальная степень восстановления η не демонстрирует количественного превосходства над ТЕ-модой. Это связано с тем, что $\eta(z, \alpha)$ отражает среднее скалярное произведение нормированных векторов параметров Стокса по всему поперечному сечению пучка, и даже локальные зоны с высокой степенью восстановления пучка могут быть «усреднены».

Заключение

В данной работе проведён комплексный анализ влияния секторного возмущения на поляризационную структуру векторных ТЕ- и ТМ-мод. Рассмотрено, как экранирование части пучка с различными углами сектора влияет на пространственное распределение параметров Стокса, геометрию эллипсов поляризации и способность возмущенного пучка к самовосстановлению при распространении вдоль оптической оси.

Предложена и обоснована степень восстановления поляризационной структуры, основанная на скалярном произведении нормированных векторов параметров Стокса до и после возмущения, взвешенном по распределению интенсивности. Численное моделирование показало, что при слабом секторном возмущении ($\alpha \leq \pi/9$) пучки сохраняют высокую степень восстановления поляризации, и эффект самовосстановления проявляется уже на расстояниях порядка длины Рэлея. При увеличении угла сектора ($\alpha = \pi/4$) структура пучка испытывает более значительные искажения в ближней зоне, но практически полностью восстанавливается в дальней зоне дифракции. При большом угле сектора ($\alpha = \pi/2$) степень восстановления поляризационной структуры не превышает значения $\eta \approx 0,5$, что свидетельствует о значительной утрате фазовой и поляризационной информации. Такой результат согласуется с ранее полученными результатами в [16, 18].

Проведён сравнительный анализ ТЕ- и ТМ-мод. Несмотря на более упорядоченное пространственное распределение эллипсов поляризации у ТМ-моды в области экранирования, интегральная степень восстановления в среднем не превышает значение для ТЕ-моды. Это объясняется тем, что степень восстановления поляризационной структуры учитывает вклад всей апертуры пучка, включая периферийные области с выраженной поляризационной неоднородностью. Таким образом, ТМ-мода демонстрирует лишь незначительное преимущество по устойчивости поляризационной структуры. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с численным моделированием как по характеру пространственного восстановления эллипсов поляризации, так и по величине степени восстановления в зависимости от расстояния распространения и угла секторного возмущения.

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. DOI: 10.1201/9781315374260.
- [2] Forbes A, de Oliveira M, Dennis MR. Structured light. Nat Photonics 2021; 15: 253-262. DOI: 10.1038/s41566-021-00780-4.
- [3] 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-Marte 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.
- [4] Padgett M, Courtial J, Allen L. Light's orbital angular momentum. Phys Today 2004; 57(5): 35-40. DOI: 10.1063/1.1768672.
- [5] Kotlyar VV, Kovalev AA. Orbital angular momentum of structurally stable laser beams. Computer Optics 2022; 46(4): 517-521. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1108.
- [6] Fatkhiev DM, Butt MA, Grakhova EP, Kutluyarov RV, Stepanov IV, Kazanskiy NL, Khonina SN, Lyubopytov VS, Sultanov AK. Recent advances in generation and detection of orbital angular momentum optical beams – A review. Sensors 2021; 21(15): 4988. DOI: 10.3390/s21154988.
- [7] Kovalev AA, Kotlyar VV. Orbital angular momentum of an elliptic beam after an elliptic spiral phase plate. J Opt Soc Am A 2019; 36(1): 142-148. DOI: 10.1364/JOSAA.36.000142.
- [8] Kotlyar VV, Kovalev AA, Porfirev AP. Methods for determining the orbital angular momentum of a laser beam. Comput Opt 2019; 43(1): 42-53. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-42-53.
- [9] Forbes A. Structured light from lasers. Laser Photonics Rev 2019; 13(11): 1900140. DOI: 10.1002/lpor.201900140.
- [10] Freund I. Polarization singularity indices in Gaussian laser beams. Opt Commun 2002; 201: 251-270. DOI: 10.1016/S0030-4018(01)01725-4.
- [11] Wang Q, Tu C-H, Li Y-N, Wang H-T. Polarization singularities: Progress, fundamental physics, and prospects. APL Photonics 2021; 6(4): 040901. DOI: 10.1063/5.0045261.
- [12] Shen Y, Pidishety S, Nape I, Dudley A. Self-healing of structured light: A review. J Opt 2022; 24: 103001. DOI: 10.1088/2040-8986/ac8888.
- [13] Kumar S, Pal A, Shiri A, et al. Evolution of C-point singularities and polarization coverage of Poincaré-Bessel beam in self-healing process. Sci Rep 2024; 14: 16647. DOI: 10.1038/s41598-024-67582-w.
- [14] McLaren M, Mhlanga T, Padgett MJ, Roux FS, Forbes A. Self-healing of quantum entanglement after an obstruction. Nat Commun 2014; 5: 3248. DOI: 10.1038/ncomms4248.
- [15] Li S, Wang J. Adaptive free-space optical communications through turbulence using self-healing Bessel beams. Sci Rep 2017; 7: 43233. DOI: 10.1038/srep43233.
- [16] Volyar AV, Bretsko MV, Akimova YaE, Egorov YuA, Milyukov VV. Sectorial perturbation of vortex beams: Shannon entropy, orbital angular momentum and topological charge. Computer Optics 2019; 43(5): 723-734. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-723-734.
- [17] Kovalev AA. Orbital angular momentum of superpositions of optical vortices after passing through a sector diaphragm. Computer Optics 2022; 46(2): 196-203. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1072.

- [18] Volyar AV, Akimova YE. Transformations of structurally stable states of spiral beams subjected to sector perturbations. *Computer Optics* 2021; 45(6): 789-799. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1009.
- [19] Willner AE, Huang H, Yan Y, Ren Y, Ahmed N, Xie G, Bao C, Li L, Cao Y, Zhao Z, Wang J, Lavery MPJ, Tur M, Ramachandran S, Molisch AF, Ashrafi N, Ashrafi S. Optical communications using orbital angular momentum beams. *Adv Opt Photonics* 2015; 7(1): 66-106. DOI: 10.1364/AOP.7.000066.
- [20] Ring JD, Lindberg J, Mourka A, Mazilu M, Dholakia K, Dennis MR. Auto-focusing and self-healing of Pearcey beams. *Opt Express* 2012; 20(17): 18955-18966. DOI: 10.1364/OE.20.018955.
- [21] Franke-Arnold S, Barnett S, Yao E, Leach J, Courtial J, Padgett M. Uncertainty principle for angular position and angular momentum. *New J Phys* 2004; 6(1): 103. DOI: 10.1088/1367-2630/6/1/103.
- [22] Yao E, Franke-Arnold S, Courtial J, Barnett S, Padgett M. Fourier relationship between angular position and optical orbital angular momentum. *Opt Express* 2006; 14(20): 9071-9076. DOI: 10.1364/OE.14.009071.
- [23] Karimi E. Measuring the self-healing of the spatially inhomogeneous states of polarization of vector Bessel beams. *J Opt* 2015; 17(6): 065610. DOI: 10.1088/2040-8978/17/6/065610.
- [24] Manisha, Joshi S, Khan SN, Kanseri B, Senthilkumaran P. Full characterization of partially coherent vector vortex beams via generalized Stokes parameters. *Opt Lett* 2025; 50(12): 3074-3077. DOI: 10.1364/OL.50.003074.
- [25] Zauderer E. Complex argument Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams. *J Opt Soc Am A* 1986; 3(4): 465-469. DOI: 10.1364/JOSAA.3.000465.
- [26] Dennis MR. Polarization singularities in paraxial vector fields. *Opt Commun* 2002; 213(4-6): 201-221. DOI: 10.1016/S0030-4018(02)02088-6.
- [27] Born M, Wolf E. Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press; 1999. ISBN: 0-521-64222-1.

Сведения об авторах

Брещко 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 26 мая 2025 г. Окончательный вариант – 19 июля 2025 г.

Self-healing of the polarization structure in vector beams subjected to sector perturbation

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, Simferopol, 295007, Republic of Crimea, Russia*

Abstract

This paper presents a theoretical and experimental investigation of the influence of sector perturbations on the polarization structure of vector TE and TM modes. To quantify the degree of polarization restoration, an integral metric based on normalized Stokes parameters is introduced. Numerical simulations demonstrate that for small sector angles, the polarization structure recovers at propagation distances exceeding the Rayleigh length. As the sector angle increases, only partial restoration is observed. Although the TM mode exhibits locally more stable polarization behavior, the integral restoration metric shows only minor differences compared to the TE mode. The results are supported by experimental data and are in good agreement with the theoretical model.

Keywords: optical vortex, polarization singularities, sector perturbation, Stokes parameters.

Citation: Bretsko MV, Yakubov SI, Khalilov SI, Akimova YaE, Volyar AV. Self-healing of the polarization structure in vector beams subjected to sector perturbation. *Computer Optics* 2026; 50(2): 1736. DOI: 10.18287/COJ1736.

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: aklmovalyana@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 26, 2025. The final version – July 19, 2025.
