

07

© 1991

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ФАЗА И ВОССТАНОВЛЕНИЕ
ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА ПРИ ОВФ
В МНОГОМОДОВОМ ВОЛОКНЕА.В. Воляр, Н.В. Кухтарев,
С.Н. Лапаева, П.Н. Лейфер

Использование многомодовых волокон в функциональных оптоэлектронных узлах и датчиках физических величин в основном ограничивалось тем, что волокна в значительной мере деполаризовали свет. Физическая природа такой деполаризации для волокон со ступенчатым профилем показателя преломления в основном связывалась с раскоррелирующим действием фазовых скачков электрического вектора при полных отражениях и двулучепреломлением сердцевины волокна. Однако эти процессы не приводили к почти полной деполаризации света, экспериментально наблюдаемой в волокнах. Поэтому в матрицу преобразования вектора Стокса локальной плоской волны был введен эмпирический параметр γ вращения плоскости поляризации. В одних случаях его физическая трактовка ограничивалась действием внешних магнитных полей, в других случаях он представлялся как некоторая эмпирическая поправка к расчетам [1]. В волокнах с квадратичным профилем показателя преломления основная деполаризирующая роль определялась вращением плоскости поляризации локальной волны с неплоской лучевой траекторией в градиентной среде (закон Рытова) [2, 3]. Использование рытовского вращения плоскости поляризации в ступенчатых многомодовых волокнах было бы некорректным, поскольку действие закона Рытова ограничивается средами с гладким градиентом показателя преломления [4]. В последнее время появился ряд работ (см. [5]) о геометрической природе фазы Берри, позволяющей дать точное физическое содержание эмпирической поправки γ при дискретных отражениях.

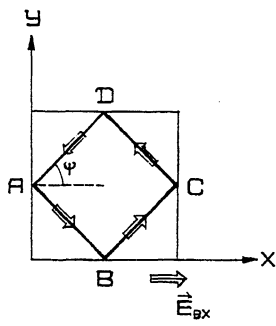
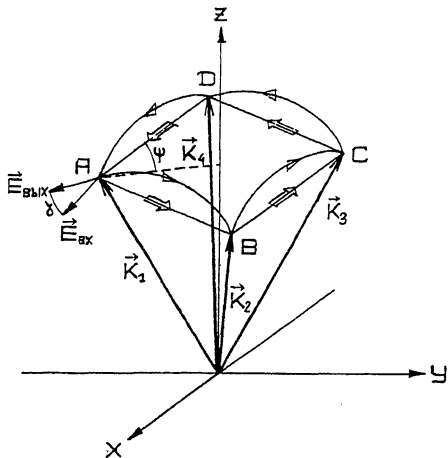


Рис. 1. Эволюция геометрической фазы \mathcal{J} в пространстве импульсов луча при азимутальном угле $\psi = \frac{\pi}{4}$.

1. Целью настоящей статьи явилось: а) теоретическое и экспериментальное определение влияния геометрической фазы Берри на поляризацию света в ступенчатых многомодовых волокнах; б) восстановление поляризационных характеристик света, вызванных действием фазы Берри, посредством обращения волнового фронта (ОВФ) света на фоторефрактивных кристаллах. Для вычисления поворота плоскости поляризации локальной плоской волны рассмотрим представление группы $SO(3)$ в пространстве волновых векторов \vec{k} локальной волны в волокне. Рассмотрим Фурье-компоненты вектор-потенциала $\vec{A}_{\vec{k}}$, который при последовательных отражениях сохраняет кулоновскую калибровку $\vec{k} \vec{A}_{\vec{k}} = 0$, но претерпевает в процессе отражений повороты в плоскости, касательной к сфере S^2 в \vec{k} -пространстве (рис. 1). Этот поворот обусловлен кривизной простран-

ства состояний локальной волны и зависит от траектории переноса $\vec{A}_{\vec{k}}$. Можно показать, что параллельный перенос $\vec{A}_{\vec{k}}$ по геодезическим в k -пространстве обусловлен тем, что в групповом пространстве, снабженном киллинговой метрикой, однопараметрические подгруппы представляются геодезическими.

При условии $\frac{\alpha}{2\pi} = \frac{q}{p}$, (q, p - целые числа) $\alpha = \pi - 2\psi$

(1) (ψ - азимутальный угол), в k -пространстве, считая $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = \dots = |\vec{k}_N|$, вектора \vec{k} образуют пирамиды со сложными основаниями. При $q=1$ в основании пирамиды лежит правильный N -угольник со сторонами, представляющими куски геодезических на сфере. Используя теорему Гаусса-Бонне [6], суммарный эксцесс фазовый набег при параллельном переносе $A^i(\vec{k})$ можно записать в виде

$$\mu = N(A - 2\psi), \quad (2)$$

где $\sqrt{2} \sin\left(\frac{A}{4}\right) = [1 - \cos u_c \cos \psi_N (1 - \sin^2 u_c \cos^2 \psi_N)^{-1/2}]^{1/2}$, $\psi_N = \frac{N-2}{2N} \pi$ ($N \geq 3$) - азимутальный угол для замкнутых траекторий в фазовом пространстве, u_c - направляющий угол локальной волны в волокне [7].

При $q \neq 1$, или если траектория на сфере является незамкнутой кривой, для вычисления эксцесса применяется рекуррентная формула:

$$A^i(\vec{k}_{N+1}) = A^i(\vec{k}_N) - \int_0^S \Gamma_{mn}^i A^m \frac{dk^n}{ds} ds, \quad (3)$$

где s - длина дуги геодезической, Γ_{mn}^i - символы Кристоффеля, $\frac{dk^n}{ds} = \xi^n$ подчиняется уравнению геодезической [6].

2. В качестве экспериментального образца была выбрана стеклянная призма ($n_c = 1.53$) с квадратичным профилем поперечного сечения со стороной $D = 1$ см и длиной 10 см. Через призму распространялся гауссов пучок (TEM₀₀-мода) лазерного излучения (длина волны $\lambda = 0.63$ мкм) с углом наклона лучей к оси u_c и азимутальным углом ψ . Определялся угол вращения плоскости поляризации μ в зависимости от угла распространения u_c при условии, что число отражений N в призме будет четным, а проекция лучевой траектории на поперечное сечение образует замкнутый контур. Результаты измерений представлены экспериментальными точками на рис. 2, из которых следует, что с увеличением шага спирали в однородной среде геометрическое вращение плоскости поляризации возрастает, а с уменьшением шага ломаной спирали (увеличением числа отражений) уменьшается. В эксперименте вектор входного электрического поля \vec{E} ориентировался вдоль одной из сторон основания призмы.

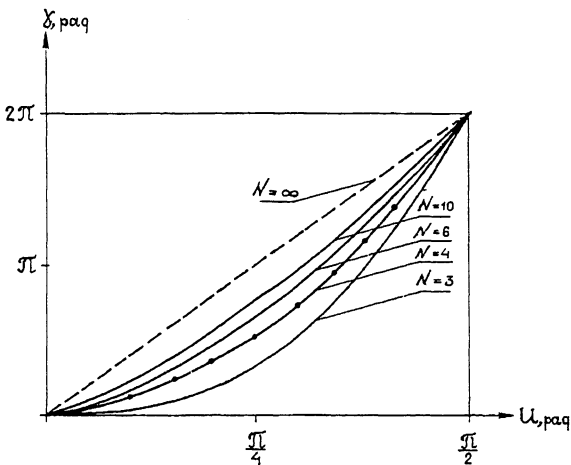


Рис. 2. Зависимость геометрического вращения плоскости поляризации χ вектора E от угла α_c при различных значениях угла ψ .

3. Исследовалась возможность компенсации геометрической фазы при обращении волнового фронта на фоторефрактивном кристалле при четырехлучковом смещении. В эксперименте использовалась установка, аналогичная рассмотренной в работе [8]. Оптическая ось \vec{c} кристалла $LiNbO_3 : Fe$ ориентировалась вдоль направления поляризации света \mathcal{J} на выходе призмы, что обеспечивало оптимальную величину коэффициента отражения ОВФ. Было найдено, что обращенный пучок E восстанавливал первоначальное состояние поляризации.

4. Проведенный эксперимент и расчет позволяют предположить, что основным механизмом деполаризации косых лучей в многомодовом волокне является вращение плоскости поляризации света за счет набега геометрической фазы. Кроме того, становится ясным, почему в каждой малой области спекл картины поле излучения линейно поляризовано под заданным азимутальным углом [9], поскольку фазовые скачки, определяющие эллиптическую поляризацию света при прохождении через оптическое волокно, взаимно компенсируются, выделяя тем самым геометрическое вращение плоскости поляризации в чистом виде. Эксперименты по ОВФ фазы Берри указывают на то, что при поляризационном ОВФ, помимо комплексного сопряжения элементов матрицы преобразования Джонса, необходимо производить замену угла вращения \mathcal{J} на $-\mathcal{J}$ [1]. Важной стороной проведенной работы является вывод о том, что для полного поляризационного ОВФ на фоторефрактивном кристалле не следует подбирать условия равенства коэффициентов отражения ОВФ для произвольного состояния поляризации света.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Мягкову за обсуждение теоретических аспектов работы и В.В. Шкунову за полезные замечания по вопросам методики постановки эксперимента.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б ы к о в А.М., В о л я р А.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. В. 5. С. 894-899.
- [2] Ш а т р о в А.Д. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22. № 11. С. 505-512.
- [3] К л е в е ц к и й Б.Г., К о р ш у н о в И.П. // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. № 10. С. 2205-2213.
- [4] К р а в ц о в Ю.А., О р л о в Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 303 с.
- [5] В и н и ц к и й С., Д е р б о в В., Д у б о в и к В., М а р к о в с к и Б., С т е п а н о в с к и й Ю. // УФН. 1990. Т. 160. В. 6. С. 1-49.
- [6] К о р н Г., К о р н Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1985. 720 с.
- [7] В е й н б е р г В.Б., С а т т а р о в Д.К. Оптика световодов. Л.: Машиностроение, 1977. 320 с.
- [8] В о л к о в И.С., В о л я р А.В., К у х т а р е в Н.В., С а в ч е н к о В.Н. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. В. 4. С. 927-930.
- [9] Б ы к о в А.М., В о л я р А.В., М е ш М.Я. и др. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. В. 1. С. 190-191.

Поступило в Редакцию
4 июня 1991 г.