

УДК 621.535.51, 621.372.822

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ АНИЗОТРОПИИ ОДНОМОДОВОГО КВАРЦЕВОГО ВОЛОКНА

С. М. Козел, В. Н. Листвин, С. В. Шаталин

Предложен метод исследования зависимости величины оптической активности, линейного двулучепреломления и азимута главной оси линейного двулучепреломления от длины волокна по эволюциям двух состояний поляризации света в волокне с произвольным видом поляризационной анизотропии. С помощью этого метода впервые определены локальные параметры поляризационной анизотропии волокна, показано, что исследованное волокно нерегулярно.

При разработке волоконно-оптических гироскопов и других видов датчиков на основе одномодового кварцевого волокна возникает необходимость создания волокон с определенным видом поляризационной анизотропии [1]. В настоящее время решена задача определения параметров анизотропии регулярного волокна, в котором линейное и круговое двулучепреломление и скорость скручивания эллиптической жилы постоянны вдоль волокна [2, 3].

В данной работе мы определим локальные параметры поляризационной анизотропии кварцевого волокна. Это позволит, с одной стороны, оценить применимость модели регулярного волокна, с другой стороны, может служить чувствительным методом контроля качества заготовки, процесса вытяжки и нанесения защитного покрытия на волокно. Задача определения локальных параметров волокна просто и в то же время строго может быть решена, если перейти к геометрическому представлению уравнения связанных волн аналогично, как это сделано в [4] для уравнения Шредингера.

Геометрическое представление поляризации. Изменение состояния поляризации монохроматического света в одномодовом волокне описывается уравнением связанных волн [2, 3]

$$(d/dz) E = \hat{a} E, \quad (1)$$

где z — координата вдоль оси волокна, \hat{a} — матрица системы, E — вектор Джонса, записанный в линейном базисе ($E^T = (E_x, E_y)$), индекс «Т» означает транспонирование.

В кварцевых волокнах, при рассмотрении эффектов поляризации, потерями в волокне можно пренебречь [5]. В этом приближении матрица \hat{a} эрмитова и поворотом системы координат ее всегда можно привести к виду, когда недиагональные элементы чисто мнимые:

$$\hat{a} = R(-\rho) \hat{a}_0 R(\rho), \quad (2)$$

где $\hat{R}(\pm\rho)$ — матрица поворота на угол $\pm\rho$,

$$R(\rho) = \begin{pmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{pmatrix}, \quad \hat{a}_0 = \begin{pmatrix} \Delta & ic \\ -ic & -\Delta \end{pmatrix},$$

Δ — коэффициент линейного двулучепреломления, c — коэффициент кругового двулучепреломления, ρ — азимут главной оси линейного двулучепреломления.

Таким образом, в отсутствие потерь волокно с произвольным видом анизотропии можно рассматривать как последовательность эллиптических фазовых пластинок, главные оси которых поворачиваются с продвижением вдоль оси z .

Состояние поляризации в точке z связано с начальным состоянием поляризации линейным преобразованием

$$E(z) = \hat{U}(z) E(0), \quad (3)$$

где $\hat{U} = \hat{U}(z)$ — унитарная и унимодулярная матрица, являющаяся единственным решением матричного дифференциального уравнения

$$(d/dz) \hat{U} = i\hat{a}\hat{U}, \quad \hat{U}(0) = \hat{I}, \quad (4)$$

\hat{I} — единичная матрица.

В силу унитарности и унимодулярности матрица \hat{U} имеет три независимых параметра — ровно столько, сколько необходимо для задания ориентации твердого тела. Уравнение (4) структурно идентично кинематическому уравнению в параметрах Кейли—Клейна [6]. Поэтому существует комбинация параметров, описывающих состояние поляризации света: три компоненты нормированного вектора Стокса, которые ведут себя как компоненты вращающегося радиуса-вектора в трехмерном пространстве.

Представим преобразование вектора Стокса с помощью матриц когерентности \hat{J} [7]:

$$\hat{J}(z) = \hat{U}(z) \hat{J}(0) \hat{U}^+(z), \quad (5)$$

где

$$\hat{J} = \begin{pmatrix} S_0 - S_1 & S_2 - iS_3 \\ S_2 + iS_3 & S_0 + S_1 \end{pmatrix},$$

$S^r = (S_0, S_1, S_2, S_3)$ — вектор Стокса. В сферических координатах он выражается через угол эллиптичности ε и азимут θ состояния поляризации света: $S^r = (\cos 2\varepsilon \cos 2\theta, \cos 2\varepsilon \sin 2\theta, \sin 2\varepsilon)$. Поскольку для унитарных матриц $\hat{U}^+ = \hat{U}^{-1}$, то след и детерминант матриц \hat{J} и $\hat{U}\hat{J}\hat{U}^+$ совпадают и преобразование (5) сохраняет интенсивность света S_0 и длину вектора $r(z)$:

$$r^r = (\cos 2\varepsilon \cos 2\theta, \cos 2\varepsilon \sin 2\theta, \sin 2\varepsilon). \quad (6)$$

Таким образом, операцию преобразования (5) можно рассматривать как ортогональное преобразование радиуса-вектора $r(z)$ в трехмерном евклидовом пространстве:

$$r(z) = \hat{\Omega}(z) r(0). \quad (7)$$

Это преобразование связывает состояние поляризации света в точке z с начальным состоянием поляризации. Однако в отличие от (3) с помощью (7) связываются непосредственно измеряемые величины — угол эллиптичности и азимут состояния поляризации:

$$\sin 2\varepsilon(z) = \sum_{i=1}^3 \Omega_{i3} r_i(0),$$

$$\operatorname{tg} 2\theta(z) = \sum_{i=1}^3 \Omega_{i2} r_i(0) / \sum_{i=1}^3 \Omega_{i1} r_i(0). \quad (8)$$

Для определения локальных параметров анизотропии волокна необходимо дифференциальное уравнение для компонент радиуса-вектора r , соответствующее уравнению вращения в механике твердого тела [6],

$$(d/dz) r = \hat{\omega} r, \quad (9)$$

где матрица угловой скорости $\hat{\omega}$ связана с матрицей направляющих косинусов $\hat{\Omega}$ кинематическим уравнением

$$(d/dz) \hat{\Omega} = \hat{\omega} \hat{\Omega}, \quad \hat{\Omega}(0) = \hat{I}. \quad (10)$$

Иную форму дифференциального уравнения для компонент $r(z)$ получим, дифференцируя (5) с учетом (4):

$$(d/dz) \hat{J} = i(\hat{a} \hat{J} - \hat{J} \hat{a}). \quad (11)$$

Сравнивая выражения для производных от компонент r в (9) и (11), получим с помощью (2) выражение для матрицы угловой скорости $\hat{\omega}$ через параметры волокна:

$$\hat{\omega} = \begin{pmatrix} 0 & -2c & 2\Delta \sin 2\rho \\ 2c & 0 & -2\Delta \cos 2\rho \\ -2\Delta \sin 2\rho & 2\Delta \cos 2\rho & 0 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Из (10), учитывая, что матрица направляющих косинусов $\hat{\Omega}$ — ортогональная матрица и ее обратная матрица равна транспонированной $\hat{\Omega}^{-1} = \hat{\Omega}^T$, получим

$$\hat{\omega} = (d/dz) \hat{\Omega} \hat{\Omega}^T. \quad (13)$$

Отсюда видно, что определение параметров анизотропии волокна состоит в восстановлении матрицы угловой скорости $\hat{\omega}(z)$ по матрице направляющих косинусов $\hat{\Omega}(z)$.

Геометрически коэффициенты Ω_{ik} есть косинус угла между базисным вектором e_i и повернутым базисным вектором $e'_k = \hat{\Omega} e_k$:

$$\Omega_{ik} = e_i e'_k. \quad (14)$$

Ортогональное линейное преобразование (7) в трехмерном евклидовом пространстве сохраняет модули векторов и углы между векторами. Кроме того, так как $\det \hat{\Omega} = +1$, оно сохраняет относительную ориентацию любых трех базисных векторов, правую и левую систему координат, векторное произведение двух векторов. Поэтому матрица $\hat{\Omega}(z)$ полностью определяется по эволюции двух любых ортогональных состояний поляризации, так как третья получается из этих двух с помощью векторного произведения. Выпишем в явном виде матрицу

$$\hat{\Omega} = \begin{bmatrix} \cos 2\theta_1 \cos 2\varepsilon_1 & \sin 2\varepsilon_1 \sin 2\theta_3 \cos 2\varepsilon_3 - & \cos 2\theta_3 \cos 2\varepsilon_3 \\ \sin 2\theta_1 \cos 2\varepsilon_1 & - \sin 2\theta_1 \cos 2\varepsilon_1 \sin 2\varepsilon_3 & \sin 2\theta_3 \cos 2\varepsilon_3 \\ \sin 2\varepsilon_1 & \cos 2\varepsilon_1 \cos 2\varepsilon_3 (\sin 2\theta_1 \cos 2\theta_3 - & \\ & - \cos 2\theta_1 \sin 2\varepsilon_3) & \sin 2\varepsilon_3 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

где угол эллиптичности и азимут состояний поляризации света в волокне для входного линейного состояния поляризации обозначены через ε_1 , θ_1 , кругового состояния поляризации — через ε_3 , θ_3 .

В общем случае поляризационная анизотропия волокна может быть определена по эволюции двух любых неколлинеарных состояний поляризации. Это связано с тем, что поворот сферы Пуанкаре, рассматриваемый как поворот твердого тела с закрепленным центром, определяется изменением положения двух его точек, не лежащих на одной прямой с центром [6].

Результаты эксперимента. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Промодулированное с помощью прерывателя 2 излучение He—Ne-лазера 1 ($\lambda=0,63$ мкм) фокусировалось линзой 8 на входной конец одномодового волокна. Совмещение светового пятна с жилой волокна диаметром 6 мкм обеспечивалось поворотами вокруг двух осей зеркала 4, расположенного в лазерной юстировочной головке. Входное состояние поляризации задавалось с помощью двух полярOIDов 5 и 7 и четвертьволновой пластинки 6. Излучение с выходного торца волокна передавалось с помощью линзы 12 через анализатор, состоящий из четвертьволновой пластинки 13 и полярOIDа 14 на фотодиод 15. Точность анализирующей системы составляла 1°.

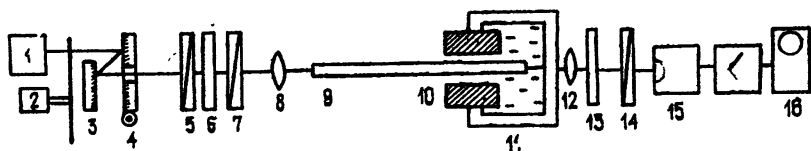


Рис. 1.

Измерения проводились следующим образом. На вход волокна подавались по очереди линейно- и циркулярно-поляризованные волны и измерялось с помощью анализатора состояние поляризации на выходе из волокна. Затем волокно обламывалось и измерения повторялись. Чтобы предохранить волокно от случайных поворотов при изломе, волокно помещалось на выходе в полую иглу, внутренний диаметр которой подбирался так, чтобы при изгибе волокно фиксировалось в ней. Выходной торец волокна 9 входил в кювету 11, заполненную глицерином, и, таким образом, несовершенства сколов выходного торца практически не влияли на характеристики выходного пучка.

Предварительные исследования изменения эллиптичности состояния поляризации волны, распространяющейся вдоль волокна, показали, что в первом приближении она изменяется периодически с длиной биений ~ 15 см. Если изменение параметров анизотропии волокна происходит на масштабе, большем длины биений, то это изменение можно рассматривать как адиабатическое [8], а волокно считать регулярным. Поэтому характерный размер, на котором исследовалось изменение состояния поляризации света в волокне и, соответственно, изменение параметров анизотропии волокна, был выбран порядка двух длин биений.

Экспериментальные зависимости угла эллиптичности от азимута состояния поляризации света в волокне для циркулярно-поляризованного света на входе $\epsilon_3(\theta_3)$ и вертикально линейно-поляризованного света $\epsilon_1(\theta_1)$ приведены на рис. 2. Числа вдоль кривой соответствуют координате в сантиметрах вдоль оси волокна. Эти зависимости сходны с циклоидами, описывающими эволюцию состояния поляризации света в регулярном волокне [3], но форма петель заметно изменяется, и поэтому параметры анизотропии волокна могут изменяться на масштабе, меньшем длины бисней. Характерно также, что $\epsilon_3 < 45^\circ$, т. е. круговое состояние поляризации больше не повторяется на длине бисней, как должно было бы быть в регулярном волокне.

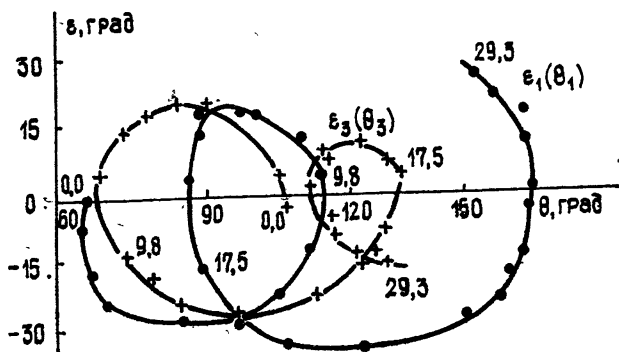


Рис. 2.

В ряде задач, которые могут быть решены методом теории возмущений, таких как, например, оценка невзаимных фазовых сдвигов из-за нелинейного взаимодействия встречных волн в волоконном гироскопе и из-за действия магнитного поля, для определения нулевого приближения нужно знать матрицу волокна $\hat{\Omega}(z)$ [12]. Эволюции двух ортогональных состояний поляризации рис. 2 в силу (15) являются способом представления этой матрицы.

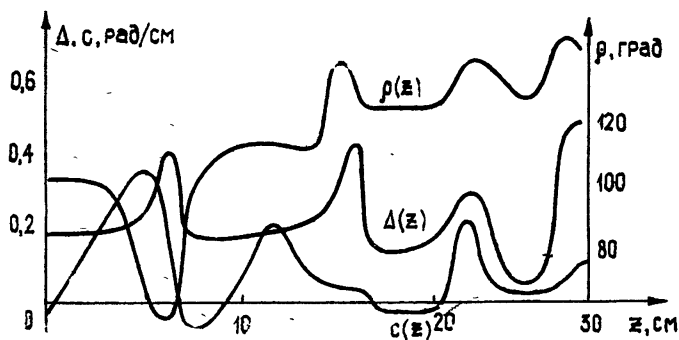


Рис. 3.

Расчет параметров поляризационной анизотропии проводился следующим образом. По экспериментальным зависимостям угла эллиптичности от азимута для двух состояний поляризации света $\epsilon_1(\theta_1)$ и $\epsilon_3(\theta_3)$ из (15) определялась матрица направляющих косинусов $\hat{\Omega}(z)$. Путем замены $d\hat{\Omega}/dz$ в (13) отношением конечных разностей рассчитывалась матрица угловой скорости $\hat{\omega}(z)$. Параметры поляризационной

анизотропии волокна $\Delta(z)$, $c(z)$, $\rho(z)$, найденные по $\hat{\omega}(z)$, представлены на рис. 3. Как видно из рис. 3, линейное двулучепреломление $\Delta(z)$, оптическая активность $c(z)$ и скорость изменения главной оси линейного двулучепреломления $\rho(z)$ не постоянны на длине биений, т. е., как и ожидалось, волокно не регулярное.

Так как при вытяжке волокна масштаб вдоль его оси изменяется примерно в 10^3 раз, то изменение параметров анизотропии волокна на масштабе в несколько сантиметров нельзя отнести к несовершенству заготовки, и они, по-видимому, вызваны пластическими деформациями и натяжениями, возникающими при вытяжке волокна и нанесении защитного покрытия.

Как показано в [9], каждой реализации волокна присуще определенное среднее значение линейного двулучепреломления, обусловленное эллиптичностью заготовки. В нашем случае среднее значение линейного двулучепреломления составило $0,2 \text{ рад/см}$, а амплитуда флуктуаций была того же порядка (рис. 3).

В зависимости азимута линейного двулучепреломления от z наблюдается дрейф — среднее значение увеличивается с ростом z и наблюдаются флуктуации, коррелирующие с флуктуациями в самой величине линейного двулучепреломления (рис. 3).

Среднее значение величины оптической активности $\overline{c(z)}$ сравнимо со средней величиной линейного двулучепреломления $\Delta(z)$, но ее флуктуации слабо коррелируют с флуктуациями азимута линейного двулучепреломления $\rho(z)$. Известно [3], что так как плавный кварц оптически неактивен, оптическая активность в волокне из плавного кварца появляется только при наличии напряжений кручения в среде вследствие непоперечности электромагнитного поля в волокне $c = g\tau$, где τ — скорость скручивания среды, $g = 0,08$. Пластические деформации не вызывают оптической активности, и поэтому та часть изменения $\rho(z)$, которая обусловлена пластическими деформациями в волокне, не будет коррелировать с изменением $c(z)$.

В качестве примера приведем зависимости $\Delta(z)$, $c(z)$, $\rho(z)$, рассчитанные с помощью (12) и (13) по данным работы [10] (рис. 4). Это единственная известная нам работа, где измерено изменение состояний

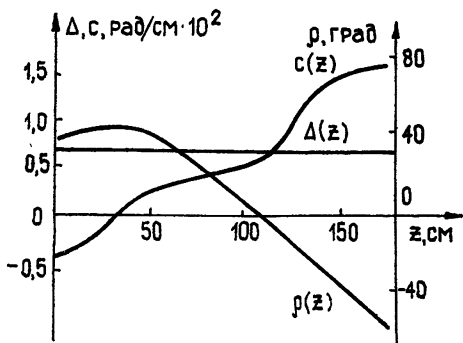


Рис. 4.

Общий характер изменения параметров поляризационной анизотропии на рис. 4 такой же, как и на рис. 3, но их абсолютные значения меньше, а изменения более плавные. Отметим, что это волокно также не регулярное, так как его параметры заметно изменяются на длине биений $\sim 2 \text{ м}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Galloreni I., Bucaro J., Sigel A., Gole J., Rachleich S.—IEEE J. Quantum Electron., 1982, QE-18, № 4, p. 626.

2. Simon A., Ulrich R.—Appl. Phys. Lett., 1977, 31, № 5, p. 517.
3. Ulrich R., Simon A.—Appl. Opt., 1979, 18, № 13, p. 2241.
4. Feunman R., Vernoff F., Hellwarth R.—J. Appl. Phys., 1957, 28, № 1, p. 49.
5. Каминов И.—IEEE J. Quantum. Electron., 1981, QE-17, № 1, p. 15.
6. Лурье А. И. Аналитическая механика.—М.: Физматгиз., 1961, с. 52.
7. О'Нейл. Введение в статистическую оптику.—М.: Мир, 1966, с. 197.
8. Каченелленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами.—М.: АН СССР, 1961, с. 226.
9. Payne D., Barlow A., Hansen J.—IEEE J. Quantum. Electron., 1982, QE-18, № 4, p. 477. ϵ
10. Карпон F., Borelli N., Keck O.—IEEE J. Quantum. Electron., 1972, QE-8, № 2, p. 222.
11. Демидович Б. П. Лекции по математической теории устойчивости.—М.: Наука, 1967, с. 141.
12. Бирман А. М., Логозинский В. Н.—Квантовая электроника, 1982, 9, № 2, с. 410.

Московский физико-технический
институт

Поступила в редакцию
18 апреля 1983 г.

INVESTIGATION OF THE POLARIZATION ANISOTROPY IN THE SINGLE MODE QUARZ FIBER

S. M. Kozel, V. N. Listvin, S. V. Shatalin

A method for investigating the dependence of optical activity, linear birefringence and axis of linear birefringence from two evolutions of polarization state along a single mode optical fiber with arbitrary type of polarization anisotropy is presented. Using this method linear and circular birefringent properties of the fiber are found. It is shown that the fiber investigated is unregular.

XV ВСЕСОЮЗНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ГАЛАКТИЧЕСКОЙ И ВНЕГАЛАКТИЧЕСКОЙ РАЗНОАСТРОНОМИИ

(Окончание)

В ИПФ АН СССР продолжают исследования плотных сгущений в темных туманностях, которые, возможно, соответствуют одной из наименее изученных стадий протозвездной эволюции. Проанализированы особенности радиоизлучения таких объектов в линиях некоторых молекул и представлены результаты наблюдений, которые свидетельствуют о присутствии плотных и холодных конденсаций в темных облаках, некоторые из них, вероятно, сжимаются.

ФИАН, ГАИШ, а также БАО и ИРФЭ АН АрмССР совместно с САО АН СССР ведут систематические исследования переменности лазерных источников H_2O .

В ИКИ проведены первые успешные наблюдения этих источников с помощью 1000-канального акустооптического спектра-анализатора (полоса анализа 12 МГц, спектральное разрешение 30 кГц).

В решении конференции отмечен высокий научный уровень представленных теоретических и экспериментальных работ: в области космологии (ЛФ САО АН СССР); по исследованиям пульсаров на метровых и дециметровых волнах (ФИАН, ИКИ, ИРЭ АН УССР); по наблюдениям радиолиний (ФИАН, ИПФ АН СССР, ИРЭ АН УССР); по исследованиям остатков вспышек сверхновых и межзвездной среды САО АН СССР, ГАИШ, МГУ, ФИАН, ИРЭ АН УССР); по исследованиям магнитных полей и радиоизлучения Галактики на метровых волнах (НИРФИ). Конференция отметила недостаточную интенсивность исследований в области миллиметровой спектроскопии и, практически, полное отсутствие таких работ в субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах. Рекомендовано продолжить исследования по традиционным направлениям и указан ряд мер, желательных для развития наблюдательной радиоастрономии.

А. Г. Кисляков, И. И. Зинченко.