

- [7] Астрова Е.В., Воронков В.Б., Козлов В.А., Лебедев А.А., Экке В. Емкостная спектроскопия дефектов термообработки в кремнии. Препринт № 1161 ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР, Л., 1987.
- [8] Brotherton S.D., King M.J., Parker G.J. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N 7. 1981. P. 4649-4658.
- [9] Kleverman M., Grimmeiss H.G. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N° 6. P. 3659-3666.
- [10] Астрова Е.В., Волле В.М., Воронков В.Б., Козлов В.А., Лебедев А.А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 11. С. 2122-2125.
- [11] Stengl R., Ahn K.-J., Gösselle U. // Jap. J. Appl. Phys. 1988. V. 27. N 12. P. 2364-2366.
- [12] Sze S.M., Gibbons G. // Appl. Phys. Lett. 1966. V. 8. N° 5. P. 111-113.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
29 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 4

26 февраля 1990 г.

07

© 1990

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В СИСТЕМЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО/КРИСТАЛЛ

А.В. Воляр, Н.В. Кухтарев, Л.М. Кучикян,
С.Н. Лапаева, В.В. Муравьев

Использование системы оптическое волокно – фоторефрактивный кристалл как датчика физических величин (например, в гироскопах [1, 2]) раскрывает широкие перспективы высокоточных устройств. Однако фоторефрактивные кристаллы, как правило, имеют различную эффективность обращения волнового фронта (ОВФ) для различных ориентаций линейных поляризаций падающего пучка. Эта задача решалась либо использованием двух кристаллов с предварительным разделением частично поляризованного пучка на ортогонально линейно-поляризованные [3], либо подбором типа кристалла и геометрии эксперимента [4].

Для существенно многомодовых волокон величина эффективности восстановления поляризации была оценена в работе [5] в предположении сильной межмодовой связи. Такая оценка оказывается неточной для маломодовых волокон с низким коэффициентом связи мод.

В данном сообщении дается оценка эффективности восстановления поляризации при ОВФ для маломодовых волокон в отсутствие межмодовой связи для случаев возмущенного и невозмущенного ОВФ. За основу анализа выберем оптическую систему, рассмотренную в работе [3], где линейно поляризованное лазерное излучение вводится в многомодовое волокно. На выходе волокна оно расщепляется поляризационной призмой на два ортогонально линейно-поляризационных потока, которые испытывают ОВФ на кристалле $Bi_{12}TiO_{20}$. Затем эти потоки вновь проходят это же волокно и восстанавливают исходную поляризацию. Предположим, что на входе волокна возбуждается линейно-поляризованная LP -мода (например, как это делается в работе [6]). При распространении через волокно из-за дисперсии эта мода распадается на две собственные моды с постоянными распространения β_m и β_n соответственно [7]. Это можно представить в виде преобразования вектор-столбцов Максвелла. Для простоты радиальная функция распределения напряженности поля F_l и экспоненциальный множитель опускаются:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \cos(l\varphi) \end{pmatrix} \rightarrow \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} \sin(l\varphi) \\ \cos(l\varphi) \end{pmatrix} e^{i\beta_m z} - \begin{pmatrix} \sin(l\varphi) \\ -\cos(l\varphi) \end{pmatrix} e^{i\beta_n z} \right], \quad (1)$$

где φ - азимутальная координата, l - модовый индекс.

Пусть коэффициенты ОВФ для x -й и y -й поляризаций будут R_x и R_y соответственно (R_x и R_y - комплексные величины). Тогда после обращения поле (1) запишется в виде

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \cos(l\varphi) \end{pmatrix} \rightarrow * \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} R_x \sin(l\varphi) \\ R_y \cos(l\varphi) \end{pmatrix} e^{-i\beta_m d} - \begin{pmatrix} R_x \sin(l\varphi) \\ -R_y \cos(l\varphi) \end{pmatrix} e^{-i\beta_n d} \right], \quad (2)$$

где d - длина волокна, значок (*) указывает на операцию сопряжения.

В плоскости $z = d$ на торце волокна при обратном проходе поля каждая из составляющих полей выражения (2) уже не является собственной модой и возбуждает в плоскости торца как соответствующую собственную моду, так и LP -моду [6]. Например,

$$\begin{pmatrix} R_x \sin(l\varphi) \\ R_y \cos(l\varphi) \end{pmatrix} = R_x \begin{pmatrix} \sin(l\varphi) \\ \cos(l\varphi) \end{pmatrix} + (R_y - R_x) \begin{pmatrix} 0 \\ \cos(l\varphi) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Тогда полный проход поля по волокну, включая отражение на кристалле, обратный проход можно записать как:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \cos\varphi \end{pmatrix}^* [R_x \sin^2 \delta_{mn} + R_y \cos^2 \delta_{mn}] \begin{pmatrix} 0 \\ \cos\varphi \end{pmatrix} - i \frac{R_y - R_x}{2} \sin 2\delta_{mn} \begin{pmatrix} \sin\varphi \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\beta_{mn} = \frac{(\beta_n - \beta_m)}{2}$, $\delta_{mn} = \beta_{mn} d$.

Для нахождения поляризационной эффективности как отношения интенсивностей восстановленного полностью поляризованного света к полной восстановленной интенсивности [8] запишем параметры Стокса [9] обращенного поля (4) и проинтегрируем их по параметрам поперечного сечения R и φ :

$$S_0 = R_{xx} \sin^2 \delta_{mn} + R_{yy} \cos^2 \delta_{mn},$$

$$S_y = -\cos 2\delta_{mn} (R_{xx} \sin^2 \delta_{mn} - R_{yy} \cos^2 \delta_{mn}) + \sin^2 2\delta_{mn} \left(\frac{R_{xy} + R_{yx}^*}{2} \right), \quad (5)$$

где $R_{xx} = R_x \cdot R_x^*$; $R_{yy} = R_y \cdot R_y^*$; $R_{xy} = R_x \cdot R_y^*$; $R_{yx}^* = R_y \cdot R_x^*$.

Тогда эффективность поляризованного ОВФ запишется как:

$$\mu = \frac{S_y}{S_0}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) видно, что максимальная эффективность соответствует случаю $R_x = R_y$ или низкой модовой дисперсии волокна $\beta = 0$, а минимальная эффективность при равенстве R_x или R_y нулю:

$$\mu = \cos 2\delta_{mn}.$$

При определении эффективности ОВФ наряду с поляризационной эффективностью следует учитывать и интенсивность обращенного пучка. Так как при $\delta_{mn} = \frac{\pi}{2}$ и $R_{yy} = 0$, $\mu = -1$, т.е. должна восстанавливаться x -я поляризация; тогда интенсивность пучка $S_0 = 0$. Поэтому средняя величина эффективности $\langle \mu \rangle \neq 0$ при случайных изменениях длины волокна.

Если в волокне реализуется N мод, то для получения полных параметров Стокса следует просуммировать каждый из параметров по индексам постоянных возбуждения полей, считая поле независимым. Заметим, что полные перекрестные параметры Стокса обращаются в нуль, т.к. в поперечном сечении волокна моды с различными индексами l не коррелируют. Это указывает на частичную линейную поляризацию светового потока, что и наблюдается в работе [10].

В эксперименте исследовалась степень поляризации восстановленного поля P от температуры маломодового волокна t . Экспериментальная установка приведена на рис. 1. В волокне избирательно возбуждалась LP_{11} мода системой ввода [6].

Для ОВФ использовался кристалл $Bi_{12}TiO_{20}$, коэффициенты отражения которого составляли $R_x \approx 0.11$, $R_y \approx 0.06$ на длине волны $\lambda = 0.63$ мкм. Было выбрано маломодовое волокно с вол-

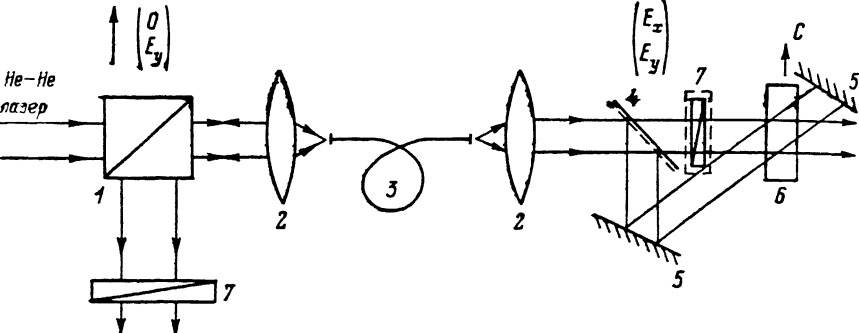


Рис. 1. Экспериментальная установка для поляризационного обращения волнового фронта. 1 - делительная призма, 2 - микрообъектив, 3 - маломодовое волокно, 4 - полупрозрачное зеркало, 5 - отражательное зеркало, 6 - кристалл $Bi_{12}TiO_{20}$, 7 - поляризатор.

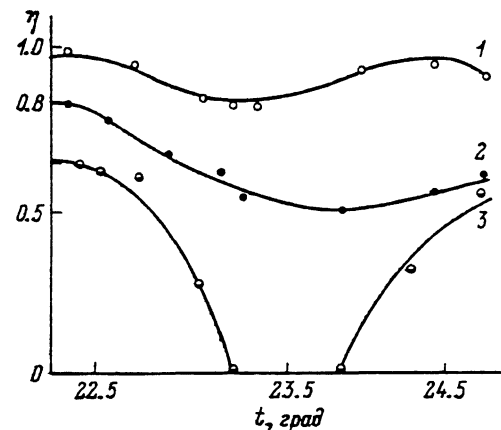


Рис. 2. Зависимость эффективности обращения волнового фронта μ от температуры t . 1 - мономодовый режим, 2 - многомодовый режим, 3 - мономодовый режим при введении перед кристаллом поляризатора с х-й осью пропускания.

новодным параметром $V = 5.1$ и диаметром жилы 8 мкм, которое помещалось в водяную рубашку, установленную в термостате. Длина волокна $d = 10$ м. На рис. 2 приведена зависимость степени поляризации ρ от температуры t (кривая 1). В данном случае экспериментально определяемая степень поляризации и эффективность поляризационного обращения равны. Волнообразное изменение $\rho(t)$ указывает на правильную оценку эффективности обращения в пределах $\mu_{max} = 0.95 \pm 0.04$; $\mu_{min} = 0.70 \pm 0.04$.

Если в волокне возбудить все возможные моды, то эффективность ОВФ снизится вследствие увеличения деполяризации пучка (кривая 2). Кривая 2 несколько рассогласуется с теоретической

зависимостью (5), (6) (на графике не приводится). Это вызвано тем, что в выражении (6) не учтены однородно поляризованные моды.

После волокна перед кристаллом помещался поляризатор с осью, ортогональной направлению поляризации (рис. 2, кривая 3). Поведение кривой свидетельствует о восстановлении только той поляризации, которая коллинеарна исходной поляризации пучка. Таким образом, найдено, что эффективность обращения поляризованного света в системе волокно-кристалл определяется как модовой дисперсией пучка в волокне, так и отражательной способностью кристалла по ортогональным осям. Наиболее эффективно восстанавливается поляризация, коллинеарная исходной поляризации пучка.

В заключение авторы благодарят сотрудников Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе АН СССР, любезно предоставивших фоторефрактивный кристалл.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M c M i c h a e l L, B e c k w i t h P., Y e h P. // Topical meeting on Photorefractive materials, effects and devices. Technical digest series. Losangeles. 1987. V. 17. P. 175-178.
- [2] K u k h t r e v N., S e m e n e t s T., M u r a v i e v V., S a v e h e n s k o V., V o l y a r A. Topical meeting on Photorefractive materials, effects and divices. Pastdeadeine papers. Losangeles. 1987.
- [3] K y u m a K., Y a r i r A. // Appl. Phys. Let. 1986. V. 49. № 11. P. 617-619.
- [4] В ъ л к о в И.С., В о л я р А.В., К у ч и к я н Л.М., С а в ч е н к о В.Н. // Оптика и спектроскопия. 1988. Т. 64. № 4. С. 927-929.
- [5] J o m i t a Y., Y a h o l o m K., Y a r i v A. // JOSA. 1983. В 5, N 3. P. 690-700.
- [6] Б у т у с о в М.М., Г а л к и н С.Л., О т р и н с к и й С.П., П а л Б.П. Волоконная оптика и приборостроение. 1987. С. 128-134.
- [7] С н а й д е р А., Л а в Д. Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь. 1987. 655 с.
- [8] З е л ь д о в и ч Б.Я., П и л и п е ц к и й Н.Ф., Ш к у н о в В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука. 1985. 247 с.
- [9] Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. М.: Мир. 1973. 719 с.
- [10] Б ы к о в А.М., В о л к о в И.С., В о л я р А.В., К у ч и к я н Л.М., М е ш М.Я., Ш л и ф е р А.Л. // Оптика и спектроскопия. 1986. № 61. В. 1. С. 190-191.