

необходимое для «выноса» пустоты из объема пор, составляет 10^{-5} — 10^{-7} с [12]. Надбарьерное движение дислокаций может быть одной из причин эффекта увеличения степени залечивания при обработке материала импульсным давлением. Возможны и другие причины наблюдаемого явления, например наличие сдвиговой компоненты тензора напряжения, локальный разогрев материала и т. д.

Литература

- [1] Бетехтин В. И., Владимиров В. И. // Проблемы прочности пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. С. 142—154.
- [2] Абрамова К. Б., Златин Н. А., Перегуд Б. П. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 6. С. 2007—2022.
- [3] Лев М. Л., Перегуд Б. П., Федюкина З. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 1. С. 125—137.
- [4] Вандакуров Ю. В., Колесникова Э. Н. // ЖТФ. 1967. Т. 37. Вып. 11. С. 1984—1992.
- [5] Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972. 392 с.
- [6] Гегузин Я. Е., Кононенко В. Г. Физика и химия обраб. материалов. 1982. № 2. С. 60—75.
- [7] Орманов Н. К. Автореф. канд. дис. Л., 1987.
- [8] Петров А. И., Бетехтин В. И. // Завод. лаб. 1970. № 8. С. 1004—1006.
- [9] Альшиц В. И., Иденбом В. Л. // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3—39.
- [10] Даринская Е. В. Автореф. канд. дис. М., 1983. 16 с.
- [11] Jassby K. M., Vreeland T. // Phil. Mag. 1970. Vol. 21. N 174. P. 1147—1168.
- [12] Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: ИЛ, 1962. 584 с.

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

Поступило в Редакцию
24 августа 1988 г.
В окончательной редакции
16 декабря 1988 г.

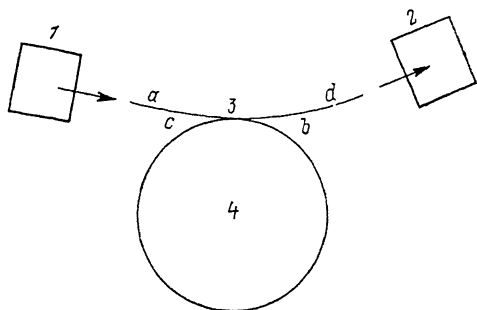
06; 07; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 6, 1989

ЗАМКНУТЫЙ ОДНОМОДОВЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ КОНТУР

А. Т. Полушин, С. А. Мерцалов

Найдем передаточные характеристики представленного на рисунке волоконно-оптического контура, где 1 — источник монохроматического излучения; 2 — фотоприемник; 3 — x -ответвитель с концами a, b, c, d ; 4 — замкнутый участок, образованный соединением концов ответвителя c и b . Отметим возможность и других вариантов подсоединения замкнутого участка к передающей оптической линии. Весь волоконно-оптический контур образован из одномодовых волоконных световодов (ОВС). Через участки a, d волоконного контура оптические волны «напрямую» проходят к фотоприемнику, другая их часть ответвляется на замкнутый участок. На замкнутом участке оптические волны многократно обращаются, постепенно затухая и ответвляясь при каждом обороте через ответвитель к фотоприемнику. Многократность обращения волны на замкнутом участке делает его привлекательным для применения в волоконно-оптических датчиках (ВОД). Размещая на нем, например, фарадеевскую ячейку, можно в принципе добиться многократного увеличения воздействия магнитного поля на волну при ее многократном прохождении через одну и ту же фарадеевскую ячейку. Следует отметить, что рассматриваемый волоконный контур в [1] был применен для модуляции интенсивности оптического излучения. Однако характер прохождения волны через волоконный контур с замкнутым участком в общем случае сложен и неоднозначен. Исследование его возможностей представляет интересную для технических приложений задачу. Сначала в общем виде найдем передаточную матрицу всего волоконно-оптического контура, а затем конкретизируем результат для представляющих практический интерес частных случаев.



Фотоприемник регистрирует суперпозицию волн, прошедших по прямому каналу $1-a-3-d-2$ и через замкнутый участок по каналу $1-a-b-c-d-2$, причем суперпозиция включает волны, прошедшие различное количество оборотов на замкнутом участке. Весовые коэффициенты этих волн зависят от поляризационных особенностей каждого из участков волоконного контура, коэффициентов ответвления в плечах $a \rightarrow b$ и $c \rightarrow d$, длины каждого из участков, в особенности замкнутого, коэффициентов поглощения и длительности оптических импульсов, когерентности излучения.

Положим, что на входе волоконного контура возбуждается монохроматическая волна с вектором напряженности E_0 (вектором Джонса [2]). Коэффициент ответвления волны по мощности на участке $a \rightarrow b$ обозначим через η_1^2 , а на участке $c \rightarrow d$ — через η_2^2 (считается, что ответвитель в общем случае разноплечный). Положим также, что зависимость коэффициентов ответвления по мощности от поляризации волны пренебрежима, отсутствует дихроизм. Длину участка 1, 3 обозначим через l_a , участка 3, 2 — через l_d , а длину замкнутого участка — через l_0 . Коэффициент линейного затухания волны по мощности обозначим через 2γ . Матрицу Джонса на участке l_a без учета затухания и сдвига фазы обозначим через T_a , на участке l_d — через T_d , на участке l_0 от точки b до точки c — через T_0 , на участке ответвителя в плече $a \rightarrow b$ — через T_{ab} , в плече $c \rightarrow d$ — через T_{cd} . Для учета затухания и сдвига фазы для ОВС с однородными по длине параметрами каждая из вышеуказанных матриц Джонса должна быть умножена на величину $\exp(-\gamma z + i\beta z)$, где z — длина соответствующего участка ОВС, $\beta = 0.5(\beta_1 + \beta_2)$, $\beta_{1,2}$ — постоянные распространения монохроматической волны по осям двулучепреломления, соответствующим наибольшей и наименьшей скорости [2, 3]. Учтем, что волна, циркулирующая на замкнутом участке l_0 , каждый раз при прохождении ответвителя теряет часть мощности, относительная величина которой равна η_2^2 , так что на очередном обороте остается часть мощности $1 - \eta_2^2$. В итоге для матрицы Джонса всего волоконного контура можно записать

$$T = \sqrt{1 - \eta_1^2} T_d T_a \exp[-\gamma(l_a + l_d) + i\beta(l_a + l_d)] + \eta_1 \eta_2 T_d T_{cd} T_0 (1 + \tau_0) T_{ab} T_a \exp[-\gamma(l_a + l_0 + l_d) + i\beta(l_a + l_0 + l_d)], \quad (1)$$

где матрица τ_0 учитывает обращение волн на замкнутом участке

$$\tau_0 = \sum_{k=1}^{\infty} (\sqrt{1 - \eta_2^2})^k T_0^k \exp(-\gamma k l_0 + i\beta k l_0). \quad (2)$$

Матрица τ_0 «действует» на вектор $E_b = T_{ab} T_a E_0$. Разложим вектор E_b по двум собственным векторам e_1 и e_2 матрицы T_0 . Векторы удовлетворяют соотношениям $T_0 e_{1,2} = \mu_{1,2} e_{1,2}$, где модуль собственных значений $\mu_{1,2}$ равен единице [2, 4]. Таким образом,

$$T_0^k E_b = A \mu_1^k e_1 + B \mu_2^k e_2. \quad (3)$$

Здесь A и B — постоянные, определяемые условиями ввода излучения на замкнутый участок [4]. Поскольку $\sqrt{1 - \eta_2^2} \exp(-\gamma l_0) < 1$, то при учете (3) сумма (2) сводится к вычислению геометрической прогрессии [5]. В результате для матрицы τ_0 в системе координат с осями, совпадающими с векторами $e_{1,2}$, получаем

$$\tau_0 = \begin{pmatrix} \frac{Z_1}{1 - Z_1} & 0 \\ 0 & \frac{Z_2}{1 - Z_2} \end{pmatrix}, \quad Z_{1,2} = \sqrt{1 - \eta_2^2} \mu_{1,2} \exp(-\gamma l_0 + i\beta l_0). \quad (4)$$

Заметим, что в практически важном случае сильно анизотропного ОВС направления векторов $e_{1,2}$ и осей двулучепреломления ОВС близки друг к другу. В общем же случае регулярных ОВС векторам Джонса $e_{1,2}$ соответствуют два взаимно ортогональных эллиптических состояния поляризации, сохраняющиеся вдоль световода на замкнутом участке l_0 , при этом собственные значения равны $\mu_1 = \exp(i|\alpha| \times l_0)$, $\mu_2 = \exp(-i|\alpha| \times l_0)$, где $\alpha = \sqrt{1 + (\Delta\beta/2|\alpha|)^2}$, α — параметр оптической активности, $\Delta\beta = 2\pi\Delta n/\lambda$, где λ — длина волны в вакууме, Δn — разность показателей преломления между осями двулучепреломления ОВС [2, 3].

Принцип работы многих ВОД основан на измерении сдвига фазы оптических волн. В качестве практического примера приложения теории рассмотрим изменение фазы волны, прошедшей через весь волоконный контур, и определим относительный вклад замкнутого

участка в изменении фазы. Для оценки рассмотрим случай волоконно-оптического контура, полученного состыковкой отрезков одного и того же регулярного ОВС, причем предположим, что состыковка идеальная, так что однородность ОВС на стыках не нарушается. Исключение составляет только ответвитель, если речь идет о переходе с прямого участка на замкнутый и наоборот. Положим далее, что возбуждение рассматриваемого волоконно-оптического контура производится волной с поляризацией, равной одной из собственных поляризаций ОВС. Вектора Джонса этих собственных поляризаций обозначим через E_{\pm} , их постоянные распространения равны $\beta_{\pm} = \beta \pm |\alpha| \kappa$ [3]. Для определенности положим, что возбуждается волна с поляризацией E_{+} . Тогда в согласии со сделанными предположениями на выходе волоконно-оптического контура фазовый набег волны равен $\Phi_{+} = \arg T_{11}$ [2], где в соответствии с (1), (4) для компоненты T_{11} имеем

$$T_{11} = \exp [(-\gamma + i\beta_{+})(l_a + l_d)] \left\{ \sqrt{1 - \eta_1^2} + \eta_1 \eta_2 \exp [(-\gamma + i\beta_{+})l_0 + i\delta] \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \frac{q (\exp i\beta_{+} l_0 - q)}{1 - q^2 + 2q(1 - \cos \beta_{+} l_0)} \right] \right\}, \quad q = \sqrt{1 - \eta_2^2} \exp (-\gamma l_0), \quad (5)$$

где δ — фазовый сдвиг, создаваемый ответвителем при переходе волны между прямым и замкнутым участками.

Расчет фазового сдвига Φ_{+} можно выполнить в явном виде, используя выражение (5), которое, несмотря на сделанные выше упрощения, все же довольно громоздко. Результат становится наиболее наглядным, если рассматривать замкнутый участок малой длины с малым затуханием на одном обороте, так что экспоненциальный сомножитель, характеризующий затухание волны на длине l_0 с достаточной для оценки точностью, можно положить равным единице. Именно такие замкнутые участки, видимо, наиболее перспективны для применения в ВОД. В этом случае (5) сводится к выражению

$$T_{11} = \sqrt{1 - \eta_1^2} \exp [(-\gamma + i\beta_{+})(l_a + l_d)] \left\{ 1 + \frac{\eta_1 \eta_2}{2\sqrt{1 - \eta_1^2}} \left[\cos(\varphi_{+} + \delta) + i \sin(\varphi_{+} + \delta) - \right. \right. \\ \left. \left. - \sin(\varphi_{+} + \delta) \operatorname{ctg} \frac{\varphi_{+}}{2} + i \cos(\varphi_{+} + \delta) \operatorname{ctg} \frac{\varphi_{+}}{2} \right] \right\}, \quad (6)$$

где φ_{+} — набег фазы волны за один оборот на замкнутом участке.

Из (6) видно, что фазовый набег волны на всем волоконно-оптическом контуре сильно зависит даже от малых изменений фазового набега волны на замкнутом участке, если он близок к $2k\pi$, где k — целое. Этот результат можно понять, если заметить, что при точном равенстве $\varphi_{+} = 2k\pi$ замкнутый участок превращается в оптический резонатор. К аналогичным выводам можно прийти и для других характеристик монохроматической волны, если построить соответствующие функции преобразования на основе матрицы T из (1). Размещая чувствительные элементы ВОД на замкнутых участках и настраивая эти замкнутые участки как оптические резонаторы, можно существенно повысить их чувствительность к измеряемым физическим полям.

Литература

- [1] Shaw H. J., Chodorow M. Stabilized Fiber Optic Sensor. European Patent Application. NO 104 943. 04.04.84. Bulletin 84/14. 735 p.
- [2] Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с.
- [3] Monerie M., Jeunhomme L. // Opt. and Quant. Electron. 1980. Vol. 12. P. 449—461.
- [4] Ливингуэ Д. Принципы работы циклических ускорителей. М.: ИЛ, 1963. 493 с.
- [5] Уиттекер Э. Т., Ватсон Д. Н. Квас современного анализа. Изд-во физ.-мат. лит., 1963. Т. 1. 342 с.

Поступило в Редакцию
14 апреля 1987 г.