

05:07

Спектральные характеристики резонатора Фабри–Перо с управляемой гиротропией

© А.А. Геворгян

Ереванский государственный университет,
375025 Ереван, Армения
e-mail: agevorgyan@ysu.am

(Поступило в Редакцию 2 августа 2005 г.)

Рассмотрено распространение света через систему, состоящую из двух слоев естественно-гиротропной среды, находящихся во внешнем магнитном поле, и изотропного слоя между ними. Исследовано влияние гиротропии на интерференционное увеличение интенсивности света в невзаимном резонаторе Фабри–Перо. Показано, что при нормальном падении света такая система обладает большой и управляемой вращательной способностью, высоким пропусканием света и отсутствием эллиптичности поляризации.

PACS: 07.60.-j, 84.40.Ik

Введение

Интерес к эффекту аккумуляции света, в связи с его возможным применением в последние годы резко повысился. Аккумуляция света имеет место в средах с периодической структурой [1,2], в волноводах [3–5], в резонаторах или (а также) в периодических средах с дефектом в структуре [6–19]. В последние годы повысился интерес к эффектам невзаимности, которая заключается в различии оптических свойств среды для электромагнитных волн одинаковой поляризации при двух противоположных направлениях распространения. Если система пропускает (отражает) свет с левой и правой сторон по-разному, следует ожидать увеличения интерференционного накопления света в системе, состоящей, в частности, из двух невзаимных элементов, если в этих элементах большие пропускания направлены друг к другу. Данная работа посвящена именно исследованию влияния невзаимного отражения на границах слоев резонатора Фабри–Перо на интерференционное увеличение интенсивности света внутри системы.

Теория

Рассмотрим оптический резонатор с невзаимными элементами, а именно невзаимный слой НС(1)–слой изотропного диэлектрика (СИД)–НС(2). НС представляет собой слой естественно-гиротропной среды, находящейся во внешнем магнитном поле, причем НС(1) и НС(2) отличаются друг от друга только взаимно противоположным направлением внешнего магнитного поля.

Пусть на систему НС(1)–СИД–НС(2) (рис. 1) падает волна \mathbf{E}_i , порождая отраженные от системы и прошедшие через нее волны \mathbf{E}_r и \mathbf{E}_t соответственно. Комплексные амплитуды падающей, отраженной и прошедшей волн разложим по линейным базисным поляри-

зациям

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\mathbf{n}_p, \mathbf{n}_s$ — орты линейных базисных поляризаций. При этом отраженная и прошедшая волны связаны с падающей посредством соотношений

$$\mathbf{E}_r = \hat{R} \mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{T} \mathbf{E}_i, \quad (2)$$

где \hat{R} и \hat{T} — матрицы Джонса для данной системы.

Согласно [20], если имеется система, состоящая из приложенных друг к другу „слева направо“ двух систем „А“ и „В“, то матрицы отражения \hat{R}_{A+B} и пропускания \hat{T}_{A+B} при падении света на систему „А + В“ с левой стороны выразятся через соответствующие матрицы составляющих подсистем „А“ и „В“ в форме

$$\hat{R}_{A+B} = \hat{R}_A + \hat{T}_A \hat{S} \hat{T}_A, \quad \hat{T}_{A+B} = \hat{T}_B \hat{P} \hat{T}_A. \quad (3)$$

Здесь предполагается, что система „А“ — это система, находящаяся левее, а „В“ — правее сшивающей поверхности OO' (рис. 1), поэтому

$$\begin{aligned} \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), & \hat{R}_A &= \hat{R}_1, & \hat{T}_A &= \hat{T}_1 \exp(ik_0 d'), \\ \hat{R}_A &= \exp(2ik_0 d') \hat{R}_1, & \hat{T}_B &= \hat{T}_2 \exp(ik_0 d''), \\ \hat{R}_B &= \exp(2ik_0 d'') \hat{R}_2, \end{aligned} \quad (4)$$

где \hat{T}_1, \hat{R}_1 и \hat{T}_2, \hat{R}_2 — матрицы пропускания и отражения первого и второго НС соответственно, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \epsilon_0$, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость изотропного диэлектрика, λ — длина волны в вакууме, d' и d'' — расстояния сшивающей поверхности OO' , соответственно, от левой и правой границ изотропного диэлектрика, знаком \sim обозначены отражающие–пропускающие характеристики системы при падении на нее волны „справа“.

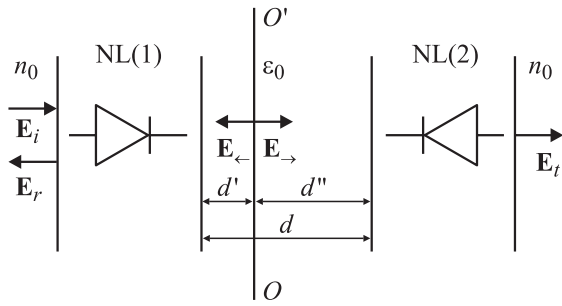


Рис. 1. Геометрия многослойной оптической системы НС(1)–СИД–НС(2).

Матрицы \hat{S} и \hat{P} описывают результирующие волны, возникающие в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности OO' и распространяющиеся направо и налево соответственно

$$\mathbf{E}_{\rightarrow} = \hat{P}\hat{T}_A\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_{\leftarrow} = \hat{S}\hat{T}_A\mathbf{E}_i. \quad (5)$$

Следовательно, суммарное поле, возникающее в диэлектрическом слое на сшивающей поверхности, имеет вид

$$\mathbf{E}_{total} = (\hat{S} + \hat{P})\hat{T}_A\mathbf{E}_i. \quad (6)$$

Матрицы \hat{S} и \hat{P} , согласно [20], определяются из системы

$$\begin{aligned} \hat{S} &= \hat{R}_B[\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A\hat{R}_B]^{-1}, \\ \hat{P} &= [\hat{I} - \tilde{\hat{R}}_A\hat{R}_B]^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя выражения для матрицы Джонса в естественно-гиротропной среде, находящейся во внешнем магнитном поле из [21] при помощи (1)–(7) мы можем вычислить коэффициенты отражения $R = |E_r|^2/|E_i|^2$ и прохождения $T = |E_t|^2/|E_i|^2$, интенсивность суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности $I = |E_{total}|^2/|E_i|^2$, а также другие оптические характеристики системы.

Результаты. Обсуждение.

Сначала рассмотрим особенности аккумуляции световой энергии в случае приложенных друг к другу двух изотропных слоев, в отсутствие естественной гиротропии ($\gamma = 0$, γ — параметр естественной гиротропии) и в отсутствие внешнего магнитного поля ($g = 0$, g — параметр магнитооптической активности).

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности слоев, на рис. 2, *a* — фактически в центре изотропного слоя, поскольку полностью идентичны слои в результате сшивки образуют единый слой двойной толщины, от длины волны при различных поляризациях падающей волны. На рис. 2, *b* — в случае, когда слои находятся во внешнем магнитном поле, при этом

в первом слое внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z ($g > 0$), а во втором — противоположно направлению оси z ($g < 0$). Нами выбрана следующая система координат, в которой проводится расчет: ось z направлена по нормали к поверхности раздела слоев, ось y перпендикулярна плоскости падения света, ось x лежит в плоскости падения света. Как известно, при наличии внешнего магнитного поля среда становится невязимой, причем только по отношению к круговым поляризациям. По отношению к линейным поляризациям падающей волны оба этих слоя продолжают оставаться взаимными (естественно, если внешнее магнитное поле направлено вдоль оси z или перпендикулярно ей, в противном же случае появляется невязимость также по отношению к линейным поляризациям падающей волны). Сравнение графиков рис. 2, *a* и 2, *b* показывает, что наличие невязимости в системе существенно влияет и на характер локализации поля в системе. Если при $g = 0$ спектры $I(\lambda)$ для обеих круговых поляризации идентичны, то при $g \neq 0$ они отличаются друг от друга. При одновременном изменении направления внешнего магнитного поля на обратное в обоих слоях характер локализации поля в системе для линейных поляризаций не изменяется, тогда как для круговых поляризаций соответствующие кривые меняются местами. Изменение параметра g (величины внешнего магнитного поля) влияет на спектр $I(\lambda)$. Таким образом, с помощью искусственной гиротропии можно управлять локализацией светового поля в системе, что может находить применение при преобразовании световой энергии в электрический ток.

А теперь рассмотрим случай $\gamma \neq 0$. На рис. 2, *c, d* представлена зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности слоев, от длины волны, при различных поляризациях падающей волны соответственно, для систем НС(1)–НС(2) и НС(2)–НС(1). Для НС(1) $g > 0$, а для НС(2) $g < 0$, в остальном они идентичны. Увеличивается поляризационная зависимость локализации поля в системе. При одновременном изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное в обоих слоях изменяется характер локализации в системе как для обеих круговых, так и для обеих линейных поляризаций.

Как известно, магнито-оптические элементы с управляемой гиротропией имеют широкое применение в оптической связи, в частности, в качестве оптических изоляторов. Эти устройства должны иметь большое фарадеевское вращение и высокое пропускание света, одновременно эллиптичность поляризации света, вносимая внешним магнитным полем и естественной гиротропией, должна быть минимальной. Как показывают наши расчеты, при нормальном падении света системы НС(1)–СИД–НС(2) и НС(1)–НС(2) в случае $\gamma \neq 0$, $g \neq 0$ обладают одним важным свойством, а именно отсутствием эллиптичности поляризации у прошедшего через систему света. При параметрах, выбранных для рис. 3, при нормальной падении света

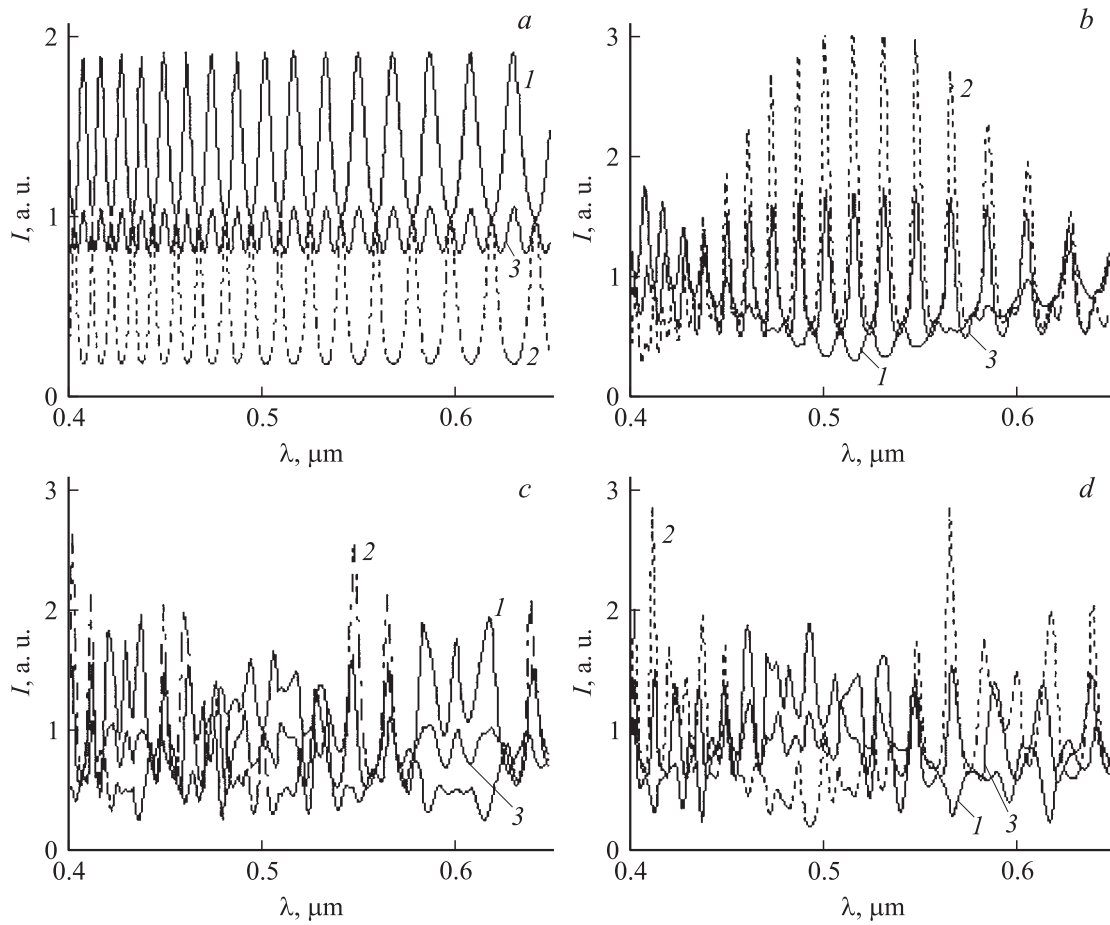


Рис. 2. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности слоев, от длины волны при падении на систему света с p -поляризацией (1), с s -поляризацией (2) и с левой круговой поляризацией (3) в следующих случаях: а) $\gamma = 0$, $g = 0$; б) $\gamma = 0$, $g = 0.2$; в) $\gamma = 0.2$, $g = 0.2$; д) $\gamma = 0.2$, $g = -0.2$. Диэлектрическая проницаемость слоев $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2.5$, магнитная — $\mu_1 = \mu_2 = 1.5$, толщина слоев $d_1 = d_2 = 5 \mu\text{m}$, угол падения $\varphi = 60^\circ$.

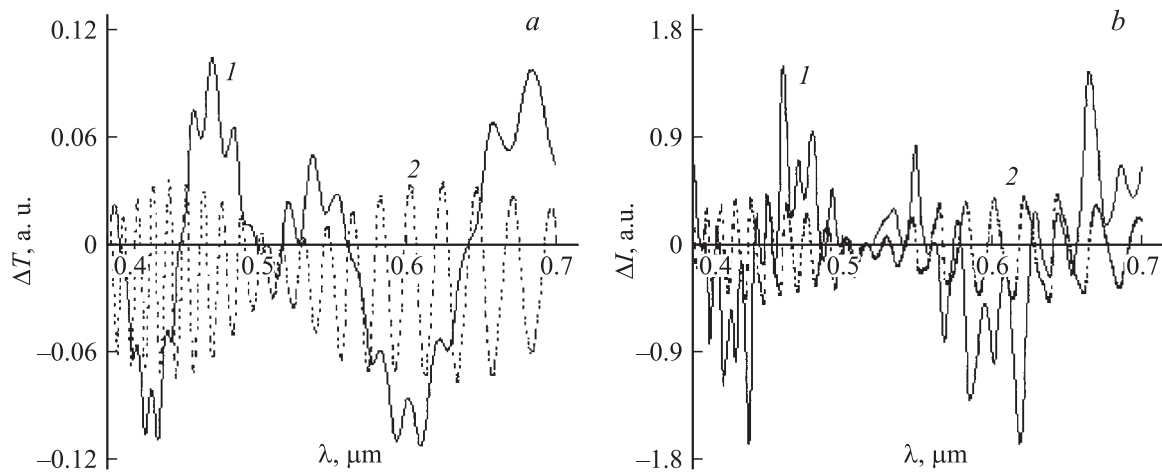


Рис. 3. Зависимость невязности пропускания ΔT (а) и разности интенсивностей ΔI , возникающая на сшивающей поверхности для систем НС(2)–НС(1) и НС(1)–НС(2) (б) от длины волны при падении на систему света с s -поляризацией (1) и с левой круговой поляризацией (2). Параметры те же, что и на рис. 2.

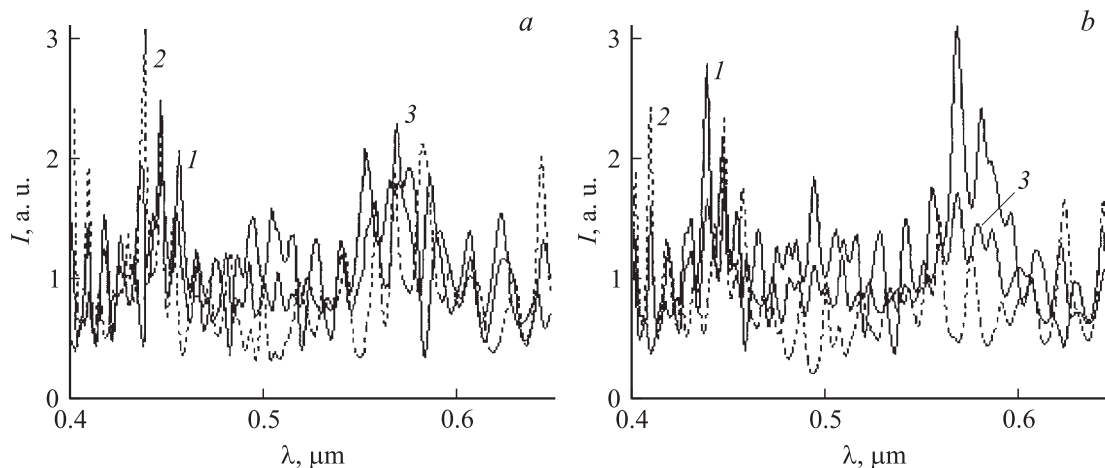


Рис. 4. Зависимость интенсивности I суммарной волны, возникающей на сшивающей поверхности OO' для систем HC(1)–СИД–HC(2) (a) и HC(2)–СИД–HC(1) (b). $d' = d'' = 1 \mu\text{m}$, $n_0 = 1$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

($\varphi = 0^\circ$) на длине волны $\lambda = 0.599 \mu\text{m}$ угол вращения плоскости поляризации $\psi = 0.5761 \text{ rad.}$, эллиптичность поляризации $e = 7.3 \cdot 10^{-8}$, коэффициент пропускания $T = 0.926$, тогда как для каждого из элементов резонатора HC(1) и HC(2) эти параметры имеют следующие значения: $\psi_1 = 0.4118 \text{ rad.}$, $e_1 = 0.019$, $T_1 = 0.9626$ и $\psi_2 = 0.1467 \text{ rad.}$, $e_2 = 0.019$, $T_2 = 0.9626$. При наклонном падении это свойство рассматриваемых систем исчезает.

В этом случае (т.е. при $\gamma \neq 0$, $g \neq 0$) система HC(1)–HC(2) обладает еще одной важной особенностью. Так как в этом случае слои HC(1) и HC(2) невзаимны как по отношению к круговым, так и по отношению к линейным поляризациям, то эта невзаимность должна влиять на особенности локализации светового поля внутри системы, выражающиеся в следующем. На рис. 3, a представлена зависимость невзаимности пропускания ΔT ($\Delta T = T_r - T_l$, T_l и T_r коэффициенты отражения при падении света на систему с левой и с правой стороны соответственно) от длины волны λ для линейной s -поляризации (кривая 1) и левой круговой поляризации (кривая 2) падающей волны для первого слоя HC(1). Для второго слоя ΔT имеет обратный знак, т.е. если для HC(1) $\Delta T > 0$, то для HC(2) $\Delta T < 0$. На рис. 3, b представлена зависимость разности ΔI интенсивностей, возникающих на сшивающей поверхности для систем HC(2)–HC(1) и HC(1)–HC(2) от длины волны для тех же поляризаций. Сравнение рис. 3, a и b показывает, что знаки ΔT и ΔI практически совпадают. А это означает, что, если направления большего пропускания этих двух слоев направлены друг к другу ($\rightarrow \leftarrow$), интенсивность I на сшивающей поверхности этих слоев получается большей, чем в случае, когда эти направления взаимно противоположны ($\leftarrow \rightarrow$).

Теперь рассмотрим случай присутствия диэлектрического слоя между невзаимными слоями. На рис. 4 представлена зависимость интенсивности I суммар-

ной волны, возникающей на сшивающей поверхности OO' (рис. 1) от длины волны при различных поляризациях падающей волны соответственно для систем HC(1)–СИД–HC(2) и HC(2)–СИД–HC(1). Как показывают вычисления, знаки ΔT и ΔI практически не совпадают, и это естественно, так как в этом случае взаимное отражение на границах слоя внутри невзаимного резонатора Фабри–Перо существенно влияет на спектр аккумуляции света в системе.

В заключение отметим, что если эти невзаимные элементы сами имеют периодическую структуру, то происходит как существенное увеличение I , так и увеличение ΔI . Отметим также, что такие системы могут быть применены в системах преобразования световой энергии в электрический ток. Естественно, можно показать и ряд других областей применения указанных систем.

Выражаю признательность рецензенту за стимулирующие замечания.

Список литературы

- [1] *Gevorgyan A.H.* // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2002. V. 378. P. 187–204.
- [2] *Kopp V.I., Zhang Z.-Q., Genak A.Z.* // Progr. Quant. Elect. 2003. V. 27. P. 369.
- [3] *Yariv A., Yeh P.* Optical Waves in Crystals. N.Y.; John Wiley & Sons, 1984.
- [4] *Joannopoulos J., Meade R., Winn J.* Photonic Crystals. Princeton, 1995.
- [5] *Sakoda K.* Optical Properties of Photonic Crystals. Berlin: Springer, 2001.
- [6] *Ветров С.Я., Шабанов А.Б.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1126.
- [7] *Lusk D., Abdulhalim I., Placido F.* // Opt. Commun. 2001. V. 198. P. 273.
- [8] *Inoue M., Fujii T.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. P. 5659.
- [9] *Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M.* // J. Appl. Phys. 1999. V. 85. P. 5768.

- [10] *Zhang D., Hu Z., Li W., Cheng B.* // Appl. Phys. Lett. 1995. V. 67. P. 2431.
- [11] *Wang R., Dong J., Xing D.Y.* // Phys. Stat. Sol. 1997. V. 200. P. 529.
- [12] *Hodgkinson I.J., Wu Qi.H., Arnold M., McCall M.W., Lakhtakia A.* // Opt. Commun. 2002. V. 210. P. 201.
- [13] *Yablonovich E., Gmitter T.J.* et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 3380.
- [14] *Yokoyama H., Suzuki M., Nambu Y.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. P. 2598.
- [15] *Painter O., Lee R.K.* et al. // Science. 1999. V. 284. P. 1819.
- [16] *Yang Y.-C., Kee C.-S.* et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 6852.
- [17] *Kopp V.I., Genack A.Z.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 033901.
- [18] *Schmidtke J., Stille W.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 083902.
- [19] *Геворгян А.А.* // Изв. НАН Армении. Физика. 2004. Т. 39. С. 225.
- [20] *Геворгян А.А., Папоян К.В., Пикичян О.В.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 88. С. 647.
- [21] *Геворгян А.А.* // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. С. 830.