УДК 535.621

# НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАТОР ФАБРИ-ПЕРО, ЗАПОЛНЕННЫЙ СЛАБЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКОМ Р.С. АКОПЯН, А.Р. МКРТЧЯН, С.Р. НЕРСИСЯН, Н.В. ТАБИРЯН Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 7 июня 1994 г.)

Теоретически исследован нелинейный резонатор Фабри-Перо (РФП), заполненный прозрачным в видимой области слабым ферромагнетиком. С учетом зависимости от температуры как показателя преломления, так и вектора гирации ферромагнетика, получена типичная зависимость пропускания РФП от интенсивности падающего излучения.

Оптически бистабильная система есть одна из тех систем, которые могут проявлять два устойчивых переходных состояния для одной и той же входной интенсивности света. Простейшим примером такого устройства является резонатор Фабри-Перо с оптической ячейкой, заполненной веществом, показатель преломления которого зависит от интенсивности. Такой нелинейный интерферометр может иметь выходвходную характеристику, которая показывает дифференциальное усиление (т.е. выход изменяется быстрее, чем вход), приводящее, т ким образом, к явлению гистерезиса.

В последнее время нелинейные РФП интенсивно исследуются в свизи с их интересными свойствами, позволяющими использовать их в качестве бистабильных элементов, ограничителей мощности и т.д. (см., например, [1-4]). Огромный интерес к ним связан также с перспективой создания логических элементов оптических вычислительных устройств.

В настоящей работе предлагается в качестве нелинейного элемента в РФП использовать прозрачные в видимой области слабые ферромагнетики, которые имеют температуру Кюри (Нееля) порядка комнатной [5]. Такие среды обладают собственным магнитным полем, связанным с намагниченностью M соотношением H=rotM, и вектором гирации g, прямо пропорциональным по модулю H.

Пусть линейно поляризованная плоская световая волна падает нормально на РФП, заполненный таким ферромагнетиком. Направление падения выберем в качестве оси Z, с единичным вектором  $e_z$ . Вследствие эффекта Фарадея плоскость поляризации световой волны вращается на угол  $\theta$  [6]:

$$\theta = \frac{\omega}{2\mathrm{cn}} \mathrm{L}(\mathrm{ge}_{z}) , \qquad (1)$$

где  $\omega$ —частота волны, П—показатель преломления среды, с—скорость света в вакууме, L—длина резонатора. Важно отметить, что при заданном направлении магнитного поля направление вращения плоскости поляризации (по отношению к направлению распространения света  $\mathbf{k} \| \mathbf{e}_{\mathbf{x}} \right)$  при изменении знака k меняется на обратное. Поэтому при обратном прохождении луча в резонаторе вращение плоскости поляризации не компенсируется, как это происходило бы в естественно гиротропных средах, а удваивается. Вследствие этого, выходящие из резонатора соседние интерферирующие лучи помимо разности фаз  $\delta$ , которую они приобретают безотносительно к эффекту Фарадея, имеют также повернутые поляризации.

Для напряженности электрического поля прошедшей волны получаем:

$$E^{t} = \frac{i}{\sqrt{2}} (1 - R) E_{0} \left[ \frac{e^{-} e^{-i\theta}}{1 - R e^{i(\delta - 2\theta)}} - \frac{e^{+} e^{i\theta}}{1 - R e^{i(\delta + 2\theta)}} \right],$$
 (2)

где  $E_0 = e_y E_0$ —амплитуда падающей волны,  $e_x$ ,  $e_y$ ,  $e_z$ —орты декартовой системы координат, R—коэффициент отражения зеркал по интенсивности,  $e_{\pm} = (e_x \pm i e_y)/\sqrt{2}$ . Из (2) следует, что на выходе резонатора волна, вообще говоря, является эллиптически поляризованной. В частности, при  $\theta = \pm \pi/2 + 2\pi m$  ( $m = 0; \pm 1...$ ) поляризация волны будет повернута относительно поляризации падающей волны на 90°.

Интенсивность прошедшего излучения I<sup>t</sup> определяется из (2) и равна:

$$I^{t} = \frac{I_{0}}{2} \left[ \frac{1}{1 + \xi \sin^{2}(\theta + \delta/2)} + \frac{1}{1 + \xi \sin^{2}(\theta - \delta/2)} \right], \quad (3)$$

$$\xi = \frac{4R}{(1-R^2)},$$

где I<sub>0</sub>—интенсивность падающего излучения. Выражение (3) сохраняет свой вид и в более общем случае эллиптически поляризованной падающей волны. Из формулы (3) видно, что выходным излучением резонатора можно управлять не только интенсивностью падающего луча и коэффициентом отражения зеркал, но также температурой и внешним магнитным полем. При этом следует учесть температурную зависимость как показателя преломления, так и вектора гирации ферромагнетика. Для этого представим величины θ и δ в виде

$$\theta = \theta^{\pi} + \theta^{H\pi}, \ \delta = \delta^{\pi} + \delta^{H\pi},$$
 (4)

где нелинейные фазовые сдвиги θ<sup>HЛ</sup> и δ<sup>HЛ</sup> при нагреве ферромагнетика в поле световой волны на величину δt равны

$$\theta^{H\Pi} = \frac{\omega L}{2cn} \left( \frac{\partial g_z}{\partial T} - \frac{g_z}{n} \frac{\partial n}{\partial T} \right) \delta T, \quad \delta^{H\Pi} = \frac{2\omega}{c} L \frac{\partial n}{\partial T} \delta T .$$
 (5)

δТ определяется соотношением

$$\delta T \approx \frac{\alpha \tau}{\rho C_p} I , \qquad (6)$$

где  $\alpha$  (см<sup>-1</sup>)—коэффициент поглощения среды,  $\rho C_p$ —теплоемкость единицы объема среды,  $\tau$ -время тепловой релаксации:  $\tau \approx L^2 / \chi \pi^2$ ,  $\chi$ -коэффициент температуропроводности, I—средняя интенсивность волны внутри РФП и равна

$$I = \frac{1+R}{1-R}I^{t} .$$
 (7)

Таким образом, значение I<sup>t</sup> определяется большим количеством параметров:  $I_0$ ,  $\theta^{n}$ ,  $\delta^{n}$ ,  $\partial g_z/\partial T$ ,  $\partial n/\partial T$  и т.д. Благодаря этому тепловая нелинейность в РФП приводит к его специфическому поведению, связанному с тем, что он представляет собой как бы привязанные друг к другу два резонатора с разными фазами  $\theta + \delta/2$  и  $\theta - \delta/2$ . При этом зависимость интенсивности прошедшей волны от падающей проявляет бистабильность и многостабильность соответствующим выбором параметров, входящих в  $\theta$  и  $\delta$ . В частности, при изменении интенсивности падающего излучения могут наблюдаться два скачка 168 пропускающей способности РФП вместо одного, имеющего место в обычных нелинейных резонаторах.

Типичный график зависимости I' от I<sub>0</sub> показан на рис. для следующих значений параметров: R=0,9, L=10<sup>-2</sup> см,  $\omega/c \sim 10^5$  см<sup>-1</sup>, n=2, g<sub>z</sub>=4,  $[\partial n/\partial T] = [\partial g_z/\partial T] \sim 10^{-3}$  град<sup>-1</sup>,  $\rho C_p = 1$  Дж/см<sup>3</sup> град,  $\chi = 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $\alpha = 50$  см<sup>-1</sup> [5,7]. Как видно из рис., при увеличении интенсивности падающего излучения интенсивность прошедшего излучения испытывает скачок сначала при I<sub>10</sub> ≈12 Вт/см<sup>2</sup> между состояниями I<sub>1</sub> ≈0,08 Вт/см<sup>2</sup> и I'<sub>1</sub> ≈0,14 Вт/см<sup>2</sup>. Второй скачок происходит при I<sub>20</sub> ≈40 Вт/см<sup>2</sup> между уровнями I<sub>2</sub> ≈0,22 Вт/см<sup>2</sup> и I'<sub>2</sub> ≈0,32 Вт/см<sup>2</sup>. При уменьшении I<sub>0</sub> скачки происходят при более низких значениях I<sub>0</sub>: для второго скачка I<sub>20</sub> ≈0,74 Вт/см<sup>2</sup>, I<sub>3</sub> ≈0,28 Вт/см<sup>2</sup>, I'<sub>3</sub> ≈0,13 Вт/см<sup>2</sup>, а для первого скачка I<sub>10</sub> ≈0,25 Вт/см<sup>2</sup>, I<sub>4</sub> ≈0,12 Вт/см<sup>2</sup>, I'<sub>4</sub> ≈0,16·10<sup>-2</sup> Вт/см<sup>2</sup>.



Рис. Типичный график зависимости прошедшего излучения I<sup>t</sup> от интенсивности падающего излучения I<sub>0</sub>. Стрелками показаны направления скачков пропускания РФП при изменении величины I<sub>0</sub>.

Таким образом, большое число степеней свободы рассматриваемого нами типа нелинейного РФП может сделать его весьма интересным для практических приложений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. T.Bishofberger, I.R.Shen. Phys. Rev., A19, 1168 (1979).

and the stand in the I thank a second

- 2. E.Abraham, S.D.Smith. Rep. Prog. Phys., 45, 815 (1982).
- 3. Р.С.Акодян, Б.Я.Зельдович, Н.В.Табирян. Письма в ЖТФ, 9, 464 (1983).
- Х.Гиббс. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., Мир, 1988, 518 с.
- 5. R.Wolfe, A.G.Kurtzig, R.C.Le Craw. J. Appl. Phys., 41, 1218 (1970).
- 6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982, 620 с.

7. Ю.М.Федоров, А.А.Лексиков, А.Е.Аксенов. ФТТ, 26, 220(1984).

### ԹՈՒՅԼ ՖԵՌՈՄԱԳՆԻՍՈՎ ԼՑՎԱԾ ՈՉ–ԳԾԱՅԻՆ ՖԱԲՐԻ–ՊԵՐՈՅԻ ՌԵՋՈՆԱՏՈՐ

#### Ռ.Ս. <ԱԿՈԲՅԱՆ, Ա.Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ս.Ռ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Ն.Վ. ԹԱԲԻՐՅԱՆ

Տեսականորեն ուսումնասիրված է տեսանելի տիրույթում թափանցիկ թույլ ֆեռոմագնիսով լցված ոչ-գծային Ֆաբրի–Պերոյի ռեզոնատորը (ՖՊՌ)։ <աշվի առնելով ինչպես ֆեռոմագնիսի բեկման ցուցիչի, այնպես էլ գիրացիայի վեկտորի կախումը ջերմաստիհանից, ստացված է ՖՊՌ–ի բացթողման հատկանշական կախումը ընկնող հառագայթման ինտենսիվությունից։

#### NONLINEAR FABRY-PEROT RESONATOR FILLED BY WEAK FERROMAGNET

#### R.S. AKOPYAN, A.R. MKRTCHYAN, S.R. NERSISYAN, N.V. TABIRYAN

Nonlinear Fabry-Perot resonator filled by transparent weak ferromagnet in visible range was investigated theoretically. Taking into account the temperature dependence of refractive index as well as the vector of ferromagnet's giration, the typical dependence of transparency of FPR on incident radiation intensity was found.

a star of anti- of a strain in anti- provide a strain of the provide strain of the str

I small a market in the second

170

1. Maria and the second