Известия НАН Армении, Физика, т. 28, № 4—6, с. 121—126 (1993)

УДК 535.621.372

КАТАСТРОФЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВЫХ ВОЛН В АНИЗОТРОПНОМ РЕЗОНАТОРЕ

А. Р. МКРТЧЯН, С. Р. НЕРСИСЯН, Н. В. ТАБИРЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 октября 1992 г.)

Теоретически предсказано и исследовано возникновение скачкообразных и гистерезисных явлений при управлении состоянием нелинейного анизотропного резонатора световыми волнами ортогональной поляризации. Помимо обратной связи, резонатор приводит к сложному завязыванию волн, что, вследствие наличия большого числа управляющих параметров обусловливает целый ряд режимов взаимодействий волн.

1. Основные свойства нелинейного резонатора Фабри-Перо (РФП)—резонатора со средой, оптические свойства которой зависят от интенсивности световой волны—в настоящее время весьма полно исследованы, но продолжают привлекать большое внимание, с одной стороны, в связи с их возможными практическими приложениями (логические элементы оптических компьютеров, устройства управления лазерным излучением) и, с другой стороны, в связи с проблемами моделирования неустойчивостей и возникновения хаоса в различных системах [1, 2]. Однако практически во всех работах резонатор рассматривался как элемент, обеспечивающий обратную связь при самовоздействии волны. Взаимодействие волн в резонаторе не рассматривалось: в идее оптического транзистора речь идет, фактически, только о влиянии слабого управляющего пучка на состояние пропускания резонатора для сильного светового пучка.

Однако, на самом деле, в резонаторе может осуществляться весьма сложное завязывание волн. Так, в работе [3] были выявлены необычные свойства взаимодействия двух световых волн в РФП с решеточной нелинейностью нематических жидких кристаллов (НЖК), которая характеризуется тем, что нелинейный фазовый набег для одной волны определяется не «своей», а «чужой» интенсивностью. РФП с одноосным кристаллом имеет большее число управляющих параметров, чем «изотропный» РФП, так как показатели преломления и константы нелинейности отличаются для волн разных поляризационных мод. Однако, будет весьма неполным взгляд на РФП с одноосным кристаллом как на простое соединение в одном элементе двух резонаторов—для обыкновенной и необыкновенной волн. В настоящей работе будет показано, что в такой системе может происходить весьма своеобразное взаимодействие волн разных поляризационных мод, которое в связи с наличием большого числа управляющих параметров

обусловливает множество различных режимов «поведения» резонатора.

2. Рассмотрим РФП на основе оптически одного кристалла. Поле в таком резонаторе складывается из полей «обыкновенной» и «необыкновенной» стоячих волн (о- и е-волны).

Пусть механизм оптической нелинейности состоит в поглощении энергии волн с последующим повышением температуры среды и связанным с этим изменением показателей преломления. Тогда поглощение энергии о-волны меняет показатель преломления как для себя, так и для е-волны и наоборот. Это значит, что интенсивность каждой из волн в резонаторе определяется интенсивностями обеих волн.

Такая ситуация—взаимодействие волн посредством среды—хорошо известна в нелинейной оптике и проявляется в таких явлениях, как, например, вынужденное рассеяние и обращение волнового фронта света. Качественное отличие рассматриваемого нами «резонаторного» взаимодействия световых волн состоит в том, что оно, хотя и осуществляется посредством нелинейной среды, обусловлено обратной связью.

Для исследования этого взаимодействия заметим, что в качестве регистрируемых параметров можно выбрать интенсивности е-и о-волн (I^t_e, I^t_o)прошедшего РФП излучения.

Представляя стоячую волну в резонаторе в виде наложения двух встречных волн, величины I^t_e и I^t_o можно найти из соотношения

$$I^t_{e,o}=I^+_{e,o}(1-R), \tag{1}$$

где R—коэффициент отражения зеркал РФП, $I^+_{e,o}$—интенсивности, распространяющихся в направлении падающей на РФП е- и о-волн соответственно (обратные волны будут помечены как $I^-_{e,o}$). Значения же $I^\pm_{e,o}$ внутри РФП определяются функциями Эйри:

$$I^+_e=\frac{(1-R)I^t_e}{(1-R)^2+4R\sin^2\Phi_e}, \tag{2}$$

$$I^+_o=\frac{(1-R)I^t_o}{(1-R)^2+4R\sin^2\Phi_o}, \tag{3}$$

где I^t_e и I^t_o являются интенсивностями е- и о-волн на входе в РФП Величины Φ_e и Φ_o —набеги фаз е- и о-волн при одном проходе РФП—включают в себя составляющие, учитывающие изменение показателей преломления среды в поле волн:

$$\Phi_e=\Phi^L_e+\Phi^{NL}_e,\ \Phi_o=\Phi^L_o+\Phi^{NL}_o, \tag{4}$$

где

$$\Phi^L_e=\frac{\omega}{c}n_eL,\qquad \Phi^L_o=\frac{\omega}{c}n_oL \tag{5}$$

Нелинейные же фазовые сдвиги $\Phi^{NL}_{e,o}$ при нагреве среды в поле световых волн на величину δT равны

$$\Phi_e^{NL}=\frac{\omega}{c}L\frac{\partial n_e}{\partial T}\delta T, \qquad \Phi_o^{NL}=\frac{\omega}{c}L\frac{\partial n_o}{\partial T}\delta T. \tag{6}$$

δT можно определить соотношением

$$\delta T\approx\frac{\sigma(I_e+I_o)\tau}{\rho C_p}, \tag{7}$$

где $\sigma(\text{см}^{-1})$—коэффициент поглощения среды, ρC_p—теплоемкость единицы объема среды, τ—время тепловой релаксации: $\tau\approx L^2/\chi\pi^2$, χ—коэффициент температуропроводности; I_e и I_o представляют собой средние интенсивности е- и о-волн в резонаторе и равны

$$I_{e,o}=I_{e,o}^{+}+I_{e,o}^{-}=(1+R)I_{e,o}^{+}. \tag{8}$$

При записи (2), (3), (6)—(8) мы считаем поглощение малым и пренебрегаем его дихроизмом.

Таким образом, значения I_e' и I_o' определяются большим количеством управляющих параметров: I_e', I_o', Φ_e^L, Φ_o^L, $\partial n_e/\partial T$, $\partial n_o/\partial T$. Поэтому исследование всех особенностей «резонаторного» взаимодействия световых волн представляется весьма трудной задачей. Это вынуждает нас провести более конкретизированное дальнейшее рассмотрение.

3. В качестве одноосного кристалла рассмотрим НЖК, так как они характеризуются особенно сильной зависимостью показателей преломления от температуры [4, 5].

Выбор НЖК предоставляет, к тому же, ряд интересных возможностей, таких, как плавное изменение ориентации оптической оси во внешнем магнитном или электрическом поле, задание спектральной области поглощения и ее дихроизма при помощи внедрения соответствующих красителей и их ориентации в НЖК—матрице, возможность плавного изменения величины поглощения при переориентации оптической оси НЖК во внешних полях.

Пусть на РФП нормально падает световая волна, поляризация которой составляет угол α с главной плоскостью (рис. 1). Тогда

$$I_e'=I\cos^2\alpha, \qquad I_o'=I\sin^2\alpha \tag{9}$$

(I—интенсивность падающего излучения). В качестве управляющих параметров мы выберем I и α, считая все остальные параметры, характеризующие РФП и НЖК, фиксированными. Численное решение уравнений (1)—(3) с учетом (4)—(9) проведено для параметров резонатора $R=0{,}9$, $L=10^{-2}$см и для НЖК МББА вдали от точки фазового перехода в изотропную жидкость ($T-T_k=10°C$): $n_e=1{,}75$, $n_o=1{,}54$, $\partial n_e/\partial T=-4\cdot10^{-3}$ град$^{-1}$, $\partial n_o/\partial T=8\cdot10^{-4}$, град$^{-1}$, $\chi=10^{-3}$ см^2/с, $\rho C_p=1$ Дж/см^3 град, $\sigma=0{,}5$ см$^{-1}$. Для длины волны падающего света $\lambda=0{,}63$ мкм исходное состояние РФП является несколько затемненным для е-волны, $\Phi_e^L\approx0{,}8+\pi m$, и практически просветленным для о-волны, $\Phi_o^L\approx0{,}13+\pi n$, $n=490$, $n=557$.

Некоторые результаты вычислений представлены на рис. 2—5. Сравнение рис. 2,3 показывает, что скачкообразные изменения состоя-

ния пропускания РФП происходят при одних и тех же интенсивностях падающего излучения при заданных α. Это указывает на завязывание

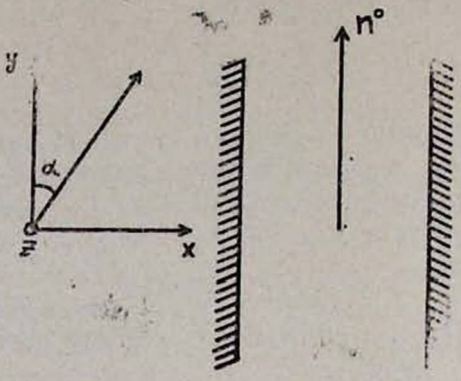

Рис. 1. На РФП с НЖК средой нормально падает световая волна, поляризация которой составляет угол α с главной плоскостью (x, y); ось x декартовой системы координат перпендикулярна к плоскости НЖК ячейки, $n^0 \| Y$ —оптическая ось кристалла.

е- и о- волн в резонаторе. Интересно отметить асимметрию величин скачков для волн разных поляризаций. Так, при $\alpha \approx 70°$ скачки про-

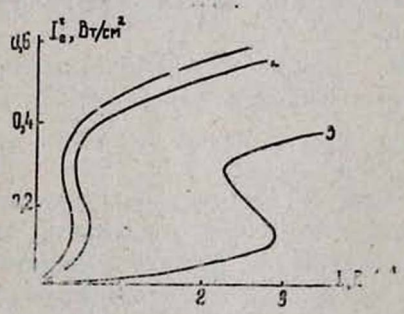

Рис. 2. Зависимость интенсивности е-волны прошедшего РФП излучения от интенсивности падающего излучения для разных значений угла α: 1—α=0; 2—α=0,6; 3—α=1,2.

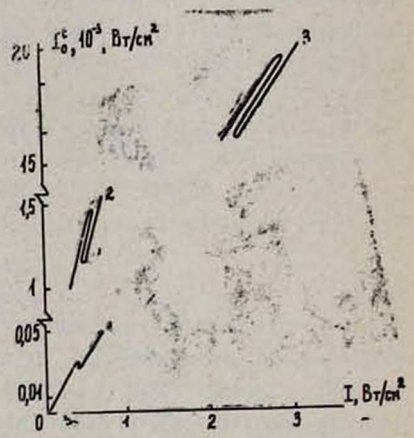

Рис. 3. Фрагменты зависимости интенсивности о-волны прошедшего РФП излучения от интенсивности падающего излучения для разных значений угла α: 1—α=0,1; 2—α=0,6; 3—α=1,2

исходят при интенсивности $I = 2{,}9$ Вт/см². Величина скачка для е-волны в этом случае равняется $\Delta I'_e \approx 0{,}22$ Вт/см², в то время как $\Delta I'_0 \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см².

Малость скачков для о-волны обусловлена малой нелинейностью о-волны по сравнению с е-волной: $|\partial n_o/\partial T| \ll |\partial n_e/\partial T|$.

Как видно из рис. 4,5, при фиксированных интенсивностях скач-

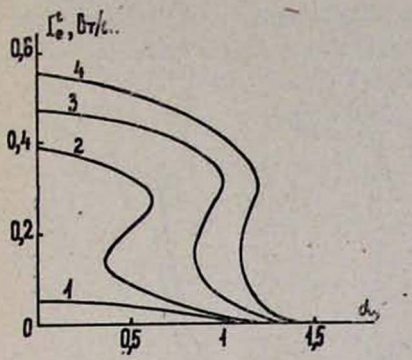

Рис. 4. Зависимость интенсивности е-волны прошедшего РФП излучения от угла α для разных значений падающей интенсивности: 1—I=0,3 Вт/см²; 2—I=0,5 Вт/см²; 3—I=1 Вт/см², 4—I=2 Вт/см².

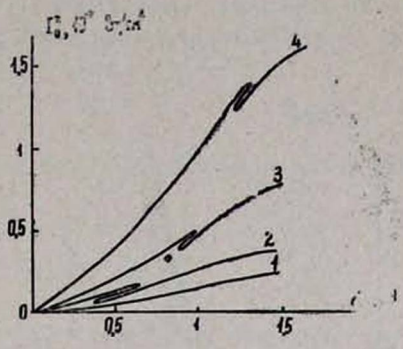

Рис. 5. Зависимость интенсивности о-волны прошедшего РФП излучения от угла α для разных значений падающей интенсивности: 1—I=0,3 Вт/см²; 2—I=0,5 Вт/см²; 3—I=1 Вт/см²; 4—I=2 Вт/см²;

ки пропускания РФП для е- и о-волн при изменении α также происходят одновременно. Интересно, что величина гистерезиса является максимальной для определенной интенсивности $I \sim 0{,}5$ Вт/см². Умень-

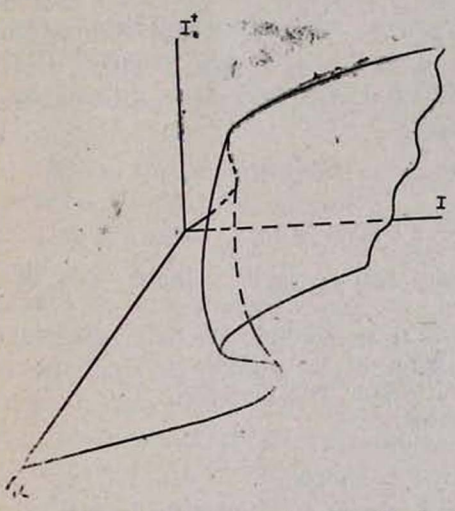

Рис. 6. Поверхность равновесия $I_e^t = I_e^t(\alpha, I)$.

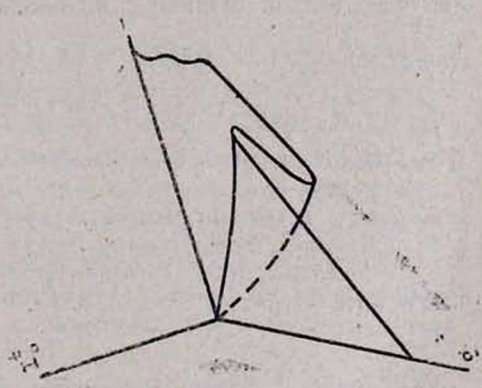

Рис. 7. Поверхность равновесия $I_o^t = I_o^t(\alpha, I)$

шение гистерезиса при больших интенсивностях можно понять, если иметь в виду, что в этом случае малые изменения α способны обуславливать значительные изменения состояния системы.

Полное представление о возможных счачкообразных и гистере-

зисных процессах дают «поверхности равновесия» (рис. 6 и рис. 7) и бифуркационные кривые (рис. 8 и рис. 9).

4. Как видим, катастрофы происходят при умеренных интенсивностях излучения ~ 1 Вт/см^2. Времена установления в отмеченной схеме определяются временем тепловой релаксации $\tau \sim 0{,}01$ с. Значения критических интенсивностей и времени релаксации связаны с па-

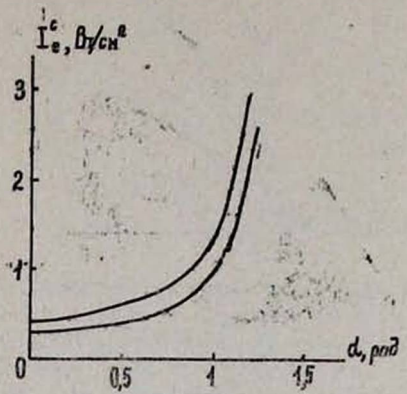

Рис. 8. Бифуркационная область для e-волны.

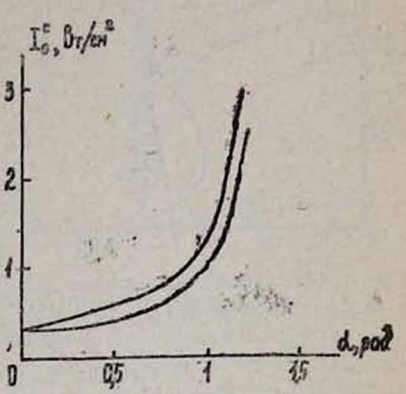

Рис. 9. Бифуркационная область для o-волны.

раметрами среды и конкретным механизмом оптической нелинейности. Используя электронную нелинейность одноосных кристаллов, можно осуществить рассматриваемое взаимодействие волн и с гораздо меньшим временем установления. Однако, так как константа электронной нелинейности кристаллов, как правило, много меньше константы тепловой оптической нелинейности НЖК, при этом потребуются значительно большие интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Х. Гиббс.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., Мир, 1988.
2. *Т. Постон, И. Стюарт.* Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.
3. *С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян.* Письма в ЖТФ, 10, 1221 (1984).
4. *Б. Я. Зельдович, Н. В. Тибирян.* Письма в ЖЭТФ, 30, 510 (1979).
5. I. S. Khoo. Progress in Optics, XXVI, 107 (1988).

CATASTROPHES IN THE INTERACTION OF LIGHT WAVES IN ANISOTROPIC RESONATOR

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

An origin of jump-like and hysteresical phenomena is predicted theoretically. Those are caused by the ruling of the state of non-linear anisotropic resonator with an ortogonal polarisation of light waves. The resonator creates a turned connection as well as causes a complex tying between the waves. The later conditions a whole number of the interacting waves regimes because of a big number of ruling parameters.