

ОПТИЧЕСКАЯ МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ И АВТОМОДУЛЯЦИЯ СВЕТА ПРИ ДВОЙНОМ РЕЗОНАНСЕ

И.Ш.Авербух, В.А.Коварский, Н.Ф.Перельман

Показано, что в системе атомов или молекул, находящихся в резонаторе в условиях двойного оптического резонанса, из-за высокочастотного эффекта Штарка, обусловленного коллективным полем, возникает неустойчивость, приводящая к ряду новых кооперативных пороговых оптических явлений.

Бистабильное поведение, обнаруженное недавно у ряда нелинейно-оптических систем [1—8], привлекает большое внимание как пример кинетического фазового перехода, имеющего важные технические приложения (бистабильные ячейки оптической памяти и т.п.). В настоящей работе сообщается о новых пороговых кооперативных оптических явлениях, возникающих в условиях двойного резонанса, которые могут представлять интерес для построения многофункциональных оптических элементов с перестраиваемыми параметрами.

Рассмотрим систему трехуровневых атомов или молекул ($\epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3$) помещенных в оптический резонатор, настроенный на частоту $\sim \omega_{32}$ ($\omega_{ij} = (\epsilon_i - \epsilon_j) / \hbar$). В резонатор вводится излучение E_i частоты $\Omega = \omega_{32}$, а на переходе 1—2 осуществляется узкополосная оптическая накачка E_p частоты $\Omega_p = \omega_{21} + \Delta$ ($\Delta \ll \omega_{ij}$ — расстройка резонанса). Будем предполагать, что на излучение накачки резонатор влияния не оказывает (например она осуществляется под углом к оптической оси резонатора, либо зеркала прозрачны в соответствующей области частот). Внутрирезонаторное поле E частоты Ω зависит как от E_i , так и от поляризуемости среды на этой частоте. Поскольку в отсутствие накачки уровни 2, 3 не населены, то основная, резонансная часть этой поляризуемости определяется поглощением накачки. В свою оче-

редь под действием поля E полоса поглощения накачки распадается на две штарковские компоненты, расстояние между которыми $\sim 2 \Omega_R$ ($\Omega_R = |d_{32} E| / \hbar$, d_{ij} — дипольные матричные элементы). При этом поглощение накачки на фиксированной частоте Ω_p изменяется и возникающая обратная связь приводит, при определенных условиях, к неустойчивости в системе. Для количественного описания рассмотрим добротный кольцевой резонатор, входное и выходное зеркала которого имеют коэффициент пропускания по интенсивности $T \ll 1$, а остальные — идеально отражающие. Если резонатор не слишком длинный и плотность атомов N не слишком велика, то применимо приближение "среднего поля", которое широко используется для описания явления оптической бистабильности в двухуровневых поглотителях [2, 5, 6] и его двухфотонных аналогов [7, 8]. Модуль \mathcal{E} и фаза ψ среднего поля $E = \mathcal{E} e^{i\psi}$ удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\tau} = -\mathcal{E} \left[1 + \frac{2\pi N k L}{T} \chi''(\mathcal{E}) \right] + \frac{E_i}{\sqrt{T}} \cos \psi, \quad (1)$$

$$\mathcal{E} \frac{d\psi}{d\tau} = \mathcal{E} \left[\phi + \frac{2\pi N k L}{T} \chi'(\mathcal{E}) \right] - \frac{E_i}{\sqrt{T}} \sin \psi,$$

$$\tau = \mathcal{L} / c T, \quad \phi = \theta / T$$

Здесь $\chi(\mathcal{E}) = \chi' + i\chi''$ — атомная поляризуемость на частоте Ω , $k = \Omega/c$, c — скорость света, L — длина образца с веществом: \mathcal{L} — полная длина резонатора, θ — его расстройка ($k\mathcal{L} = 2\pi m - \theta$, m — целое число, $\theta \ll 1$). Уравнение для стационарного значения \mathcal{E} имеет вид

$$Q(\mathcal{E}) - \frac{E_i^2}{T} = 0, \quad Q(\mathcal{E}) = \mathcal{E}^2 \left\{ \left[1 + \frac{2\pi N k L}{T} \chi''(\mathcal{E}) \right]^2 + \left[\phi + \frac{2\pi N k L}{T} \chi'(\mathcal{E}) \right]^2 \right\}. \quad (2)$$

Для устойчивости стационарных решений (1) необходимо выполнение следующих условий:

$$\frac{dQ}{d\mathcal{E}} > 0, \quad \frac{dP}{d\mathcal{E}} > 0, \quad P(\mathcal{E}) = \mathcal{E}^2 \left[1 + \frac{2\pi N k L}{T} \chi''(\mathcal{E}) \right]. \quad (3)$$

Так как общее выражение для $\chi(\mathcal{E})$ громоздко рассмотрим отдельно случаи $|\Delta| \gg \gamma$ и $|\Delta| \ll \gamma$, где γ порядка ширин линий ω_{31} , ω_{21} . Случай $|\Delta| \gg \gamma$. В этих условиях преобладающую роль играют дисперсионные эффекты. Уравнение (2) имеет в безразмерных перемен-

ных вид ($\Delta > 0$):

$$y_1^2 = x_1^2 \left\{ 1 + \left[\phi - \frac{2C_1}{(x_1 - 1)^2 + \delta^2} \right]^2 \right\}, \quad (4)$$

$$x_1 = \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{|d_{32}| E_t}{\hbar \Delta}, \quad y_1 = \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{|d_{32}| E_i}{\hbar \Delta}, \quad \delta = \gamma / \Delta,$$

$$C_1 = \frac{1}{2} \frac{\pi N k L}{T} \frac{\gamma}{\Delta^3} \frac{|d_{32}|^2}{\gamma_{32}} \frac{|d_{12}|^2 E_p^2}{\hbar^2}.$$

Здесь $E_t = \sqrt{T} \mathcal{E}$ — амплитуда света, выходящего из резонатора, $\gamma_{32}, \gamma_{31} = \gamma_{21} = \gamma$ — скорости поперечных релаксаций соответствующих атомных переходов. При превышении интенсивностью накачки определенных критических значений уравнение (4) может иметь два и, в отличие от [1 — 3, 5 — 8], даже три устойчивых решения. Последнее связано с тем, что из-за немонотонной у нас зависимости $\chi'(\mathcal{E})$ система может, в отличие от [3, 6], дважды встроиться в резонанс с одной и той же модой резонатора при непрерывном возрастании \mathcal{E} . Примеры многозначных зависимостей амплитуды света, прошедшего через резонатор, от y_1 (при $C_1 = \text{const}$) и C_1 (при $y_1 = \text{const}$) изображены

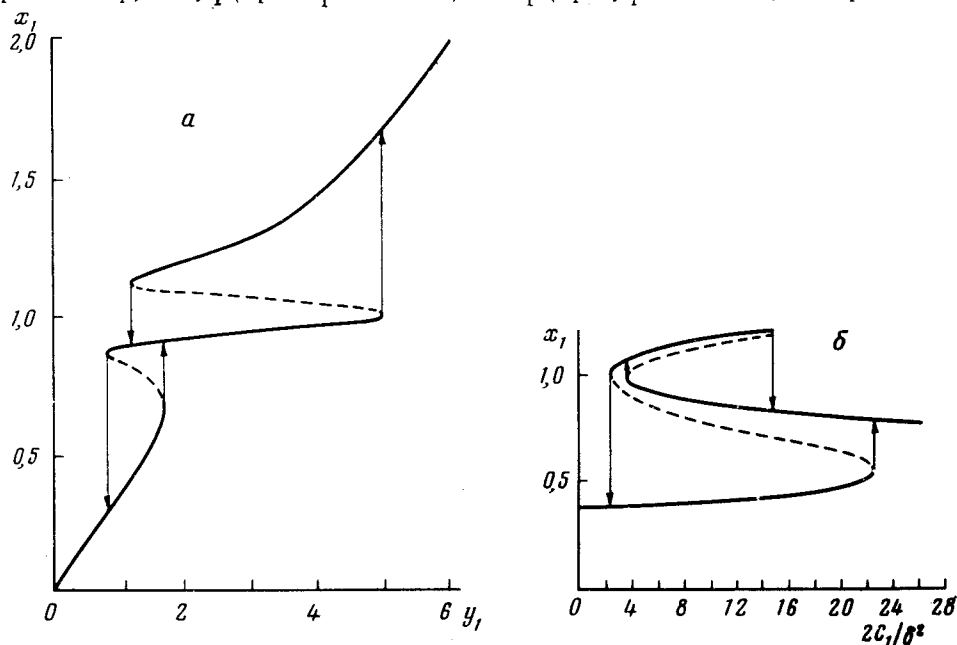


Рис.1. Гистерезисные зависимости амплитуды выходящего из резонатора света от а) y_1 , ($\frac{2C_1}{\delta^2} = 8$), б) C_1 , ($y_1 = 1,2$). $\delta = 0,1$, $\phi = 3$

на рис.1, а, б. Пунктиром обозначены неустойчивые ветви, стрелками указаны скачкообразные изменения E_t . Гистерезисный характер зависимостей означает наличие у системы "оптической памяти". При

этом, в отличие от [1 - 7], параметр кооперативности C_1 и пороги "переключений" зависят от интенсивности накачки и являются перестраиваемыми.

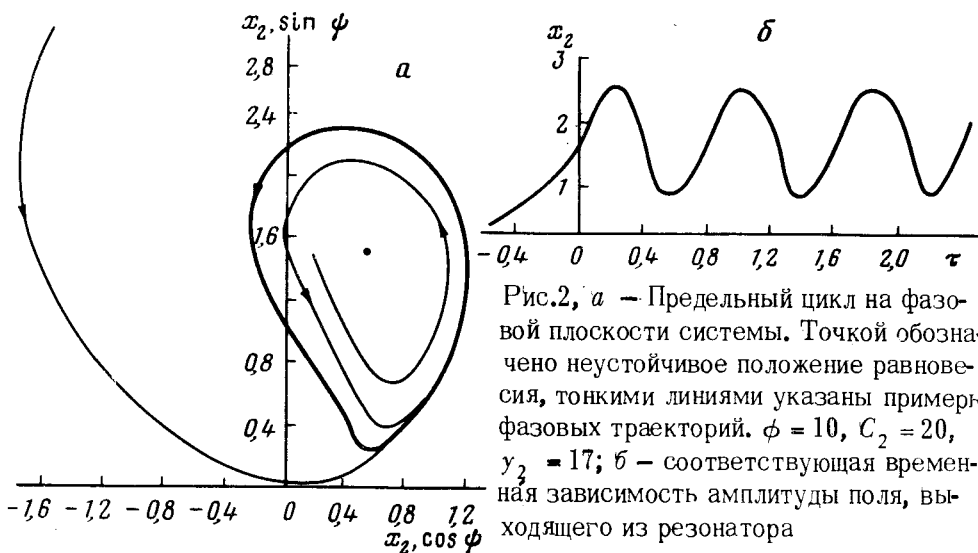


Рис.2, а - Предельный цикл на фазовой плоскости системы. Точкой обозначено неустойчивое положение равновесия, тонкими линиями указаны примеры фазовых траекторий. $\phi = 10$, $C_2 = 20$, $y_2 = 17$; б - соответствующая временная зависимость амплитуды поля, выходящего из резонатора

Случай $|\Delta| \ll \gamma$. В этом случае главную роль играют поглотительные свойства среды ($\chi' / \chi'' \ll 1$). "Уравнение состояния" (2) имеет вид

$$y_2^2 = x_2^2 \left\{ \left[1 + \frac{2C_2}{(1 + x_2^2)(1 + \beta x_2^2)} \right]^2 - \phi^2 \right\}, \quad (5)$$

$$x_2 = \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{E_t}{E_s}, \quad y_2 = \frac{1}{\sqrt{T}} \frac{E_i}{E_s}, \quad E_s = \frac{\pi}{d_{32}} \left[\frac{\gamma_{32} u_{21}}{2} \frac{w_{31} + w_{32}}{w_{31} + w_{21}} \right]^{1/2},$$

$$C_2 = \frac{\pi N k L}{T} \left(\frac{2\gamma}{w_{21}} + 1 \right) \frac{|d_{32}|^2}{\hbar \gamma_{32}} \frac{|d_{12}|^2 E_p^2}{\hbar^2 \gamma^2}, \quad \beta = \frac{w_{21} \gamma_{32}}{2\gamma^2} \frac{w_{31} + w_{32}}{w_{31} + w_{21}},$$

где E_s - поле насыщения перехода 2-3, w_{ij} - скорости продольных релаксаций соответствующих переходов. При превышении накачкой некоторого порога в системе также может быть реализован бистабильный режим с перестраиваемыми порогами переключений. Наиболее существенной чертой, однако, отличающей рассматриваемый случай от поглотительной оптической бистабильности, обязанной эффекту насыщения в двухуровневых поглотителях, является возможность немонотонной зависимости поглощаемой от поля E мощности $\sim P(E)$ при достаточно больших C_2 . При определенных условиях это приводит к тому, что ни одно из стационарных состояний системы не является устойчивым. При этом на фазовой плоскости системы уравнений появляется предельный цикл и возникает амплитудно-фазовая автомодуляция све-

та, выходящего из резонатора, при фиксированных интенсивностях возбуждающих полей (см. рис.2, *а, б*). Возникающую временную упорядоченность можно отнести к классу временных диссипативных структур, появляющихся в ряде сильнонеравновесных открытых систем [9].

Обсуждаемые эффекты могут наблюдаться как в твердотельных образцах, где необходимая трехуровневая система находится, например, в области примесного поглощения, так и в газонаполненных ячейках. Оценки показывают, что предъявляемые для этого требования, по существу, не превышают необходимых для наблюдения оптической бистабильности в резонаторах с двухуровневыми поглотителями [1 - 3; 5 - 8].

Институт прикладной физики
Академии наук Молдавской ССР

Поступила в редакцию
13 июня 1980 г.

Литература

- [1] S.L.McCall. Phys. Rev., A9, 115, 1974.
 - [2] R.Bonifacio, L.A.Lugiato. Opt. Comm., 19, 172, 1976.
 - [3] H.M.Gibbs, S.L.McCall, T.N.C.Venkatesan. Phys. Rev. Lett., 36, 1135, 1976.
 - [4] S.Felber, J.H.Marburger. Appl. Phys. Lett., 28, 731, 1976.
 - [5] R.Bonifacio, L.A.Lugiato. Phys. Rev., 18A, 1129, 1978.
 - [6] G.P.Agarwal, H.J.Carmichael. Phys.Rev., 19A, 2074, 1979.
 - [7] F.Arecchi, A.Politi. Lett. Nuovo Cim., 23, 65, 1979.
 - [8] G.P.Agarwal, C.Flytzanis. Phys. Rev. Lett., 44, 1058, 1980.
 - [9] Г.Николис, И.Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах, М., изд. Мир, 1979.
-