

УДК 621.375.826

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПРИ МНОГОФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СЛУЧАЙНЫМ ПОЛЕМ

Ю. С. Оселедчик

Исследована оптическая бистабильность при многофотонном возбуждении нелинейного резонатора полем со случайно флуктуирующими фазой и амплитудой. Рассчитано распределение действительной амплитуды поля резонатора и определены области наиболее вероятных реализаций амплитуды, отвечающие устойчивым равновесным состояниям. Показано, что в случайном поле при однофотонном возбуждении возникает оптическая тристабильность, а при двухфотонном возбуждении — четырехстабильность

Явление оптической бистабильности, экспериментально обнаруженное в интерферометре Фабри—Перо, заполненном парами атомов Na [1, 2], положено в основу разработки элементов оптической памяти, оптических усилителей и транзисторов [3]. Исследование бистабильности в резонансно-поглощающей среде [4, 5] указывает на стохастизацию поля в резонаторе в процессе поглощения вследствие кооперативного взаимодействия. Проблема влияния квантовых флуктуаций поля резонатора, являющихся следствием некогерентной спонтанной эмиссии в системе двухуровневых атомов, на оптическую бистабильность исследована детально [6, 7], где получено уравнение Фоккера—Планка для плотности распределения амплитуды и фазы поля резонатора. Исследование влияния на оптическую бистабильность амплитудно-фазовых флуктуаций лазерного излучения, модулированного гауссовым случайным процессом, проведено в [8, 9]. Проблема решена с помощью обобщенного уравнения Фоккера—Планка, обнаружена связь между областями наиболее вероятных реализаций случайных амплитуд поля резонатора и числом устойчивых ветвей поля на выходе резонатора.

В настоящей работе в рамках квазиклассической модели проведено исследование оптической бистабильности при многофотонном возбуждении нелинейного резонатора полем со случайно флуктуирующими фазой и амплитудой, модулированными статическим случайным процессом. При этом классическое поле в резонаторе описывается уравнением Максвелла, а поляризация среды в этом поле рассчитывается квантово-механически. Исследована трансформация статического распределения действительной амплитуды поля резонатора вследствие эффекта насыщения и определены области наиболее вероятных реализаций амплитуды, отвечающие устойчивым равновесным состояниям. Проведено исследование устойчивости уравнения для средней амплитуды поля резонатора и обнаружена мультистабильность излучения резонатора, находящегося в случайном поле.

1. СТОХАСТИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОЛЯ РЕЗОНАТОРА

Поле в резонаторе (рис. 1) в плосковолновом представлении имеет вид

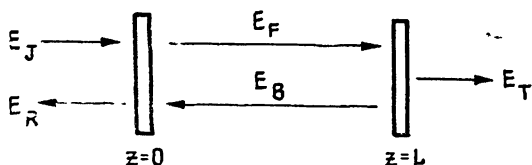
$$\varepsilon(z, t) = E_F(z, t) \exp[-i(\omega_0 t + k_0 z)] + E_B(z, t) \exp[-i(\omega_0 t - k_0 z)],$$

где ω_0 — несущая частота поля, $k_0 = \omega_0/c$. Для компонент поля E_F , E_B , резонансно взаимодействующих с нелинейной средой резонатора, спра-

ведливы укороченные уравнения, следующие из уравнений Максвелла в приближении медленно меняющихся амплитуд [5]:

$$\frac{\partial E_{F,B}}{\partial t} \mp c \frac{\partial E_{F,B}}{\partial z} = 2i\gamma G_k \beta_{12}^{(k)} E_{F,B}^{*(k-1)}. \quad (1)$$

Рис. 1. Схема нелинейного резонатора, E_J , E_B — амплитуды падающей и вышедшей из резонатора волны, E_R — отраженная волна, E_F , E_B — амплитуды прямой и обратной волн в резонаторе.



Здесь $\gamma = 2\pi N_0 \omega_0^2 \hbar^2 / k_0 c^2$, N_0 — число поглощающих атомов, G_k — дипольный матричный элемент k -фотонного взаимодействия, $\beta_{12}^{(k)}$ — фурье-компонента матрицы плотности, отвечающая k -фотонному поглощению. Интегрируя уравнение (1) по длине резонатора с учетом граничных условий, получаем уравнение для среднего по длине резонатора внутреннего поля ϵ :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = -k_B(1 + i\Phi_k)\epsilon + \frac{k_B}{\sqrt{T}} E_J + i\gamma G_k \beta_{12}^{(k)} \epsilon^{*(k-1)}, \quad (2)$$

где

$$\epsilon = \frac{E_T}{\sqrt{T}}, \quad k_B = \frac{cT}{L(1 + \sqrt{R})}$$

— постоянная резонатора, $\Phi_k = k\omega_0 - \omega_c$, ω_c — частота моды резонатора, T, R — коэффициенты прозрачности и отражения зеркал, E_T, E_J — поле на выходе и входе резонатора соответственно. Уравнение (2) получено при условии $R \approx 1$ ($T = 1 - R \rightarrow 0$) в рамках приближения среднего поля [5].

При k -фотонном резонансном взаимодействии поля в резонаторе с атомами среды уравнения для поля и поляризации, выраженные через действительные переменные

$$\epsilon = \frac{E_T^0}{\sqrt{T}} \exp i\psi, \quad E_J = E_J^0 \exp(i\alpha),$$

принимают следующий вид:

$$\frac{dx}{d\tau} = -x + 2C_0 M x^{k-1} + y(\tau) \cos \theta; \quad (3)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \Phi_k - y(\tau) \frac{\sin \theta}{x} - 2C_0 Q x^{k-2} + \frac{d\alpha}{d\tau}; \quad (4)$$

$$a_1 \frac{dN}{d\tau} = M x^k - N + 1; \quad (5)$$

$$a_2 \frac{dM}{d\tau} = -M + (\delta - p x^2) Q - x^k N; \quad (6)$$

$$a_2 \frac{dQ}{d\tau} = -Q - (\delta - p x^2) M, \quad (7)$$

где введены обозначения: $\tau = k_B t$, $a_{1,2} = k_B T_{1,2}$, $\delta = (\omega_{12} - k\omega_0) T_2$,

$$Q = \frac{2}{n_p} \operatorname{Re} \beta_{12}^{(k)} \sqrt{\frac{\bar{T}_1}{T_2}}, \quad M = \frac{2}{n_p} \operatorname{Im} \beta_{12}^{(k)} \sqrt{\frac{\bar{T}_1}{T_2}},$$

$N = n/n_p$, p — постоянная штарковского сдвига, ω_{12} — собственная частота атомов, T_1, T_2 , — времена продольной и поперечной релаксации, n_p — равновесное значение заселенности, $y = \frac{1}{\sqrt{T}} E_J^0 (2\sqrt{T_1 T_2} G_k)^{1/k}$,

$x = \frac{1}{\sqrt{T}} E_T^0 (2\sqrt{T_1 T_2} G_k)^{1/k}$ — приведенные действительные амплитуды поля на входе и внутри резонатора,

$$2C_0 = (\gamma n_p / k_B) |G_k|^{2/k} T_2^{1/k} T_1^{1/k \cdot 1}$$

— параметр кооперативного взаимодействия, $\theta = \alpha - \psi$.

Уравнения для действительной Q и мнимой M частей поляризации получены из уравнения для матрицы плотности обобщенной двухуровневой системы [10], описывающей многофотонное возбуждение атома (молекулы).

Считая в дальнейшем поле E_J , возбуждающее резонатор, импульсным случайным процессом, выделим предельные режимы высокодобротного и низкодобротного резонатора.

Высокодобротный резонатор имеет постоянную времени резонатора $\tau_R = 1/k_B$, намного превышающую времена продольной и поперечной релаксации атомов среды

$$1/k_B \gg T_1, T_2 \quad (a_1 \ll 1, a_2 \ll 1). \quad (8)$$

В этом случае по отношению к состояниям атомов среды справедливо стационарное приближение: динамическая эволюция состояний атомов осуществляется медленнее, чем термическая релаксация, и в уравнениях (5) — (7) временными производными можно пренебречь.

Для низкодобротного резонатора

$$1/k_B \ll T_1, T_2 \quad (a_1 \gg 1, a_2 \gg 1) \quad (9)$$

неравенство (8) несправедливо и становится существенной релаксация состояний атомов среды во времени. Однако для резонансных сред, таких, как пары атомарных металлов, всегда выполняется условие высокодобротного резонатора ($T_1, T_2 \approx 10^{-8} \div 10^{-7}$ с, $\tau_R \approx 10^{-6} \div 10^{-3}$ с [1, 2]), вследствие чего в дальнейшем рассматривается резонатор, отвечающий условию (8).

Тогда для высокодобротного резонатора получаем уравнения, определяющие поле на выходе резонатора, на вход которого подано стохастическое излучение, действительные амплитуда $y(\tau)$ и фаза $\alpha(\tau)$ которого являются случайными функциями времени:

$$\frac{dx}{d\tau} = -x \left(1 + \frac{2C_0 x^{2k-2}}{1 + (\delta - \rho x^2)^2 + x^{2k}} \right) + y(\tau) \cos \theta; \quad (10)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \Phi_k - \frac{2C_0 (\delta - \rho x^2) x^{2k-2}}{1 + (\delta - \rho x^2)^2 + x^{2k}} + y(\tau) \frac{\sin \theta}{x} + \xi(\tau). \quad (11)$$

Здесь учтено, что изменение фазы α определяется стохастическим уравнением

$$d\alpha/d\tau = \xi(\tau),$$

где $\xi(\tau)$ — случайный процесс произвольной, вообще говоря, природы.

В предельном случае, когда на вход резонатора подано монохроматическое поле ($y(\tau) = y = \text{const}$, $\xi(\tau) = 0$), уравнение, определяющее равновесные значения амплитуды x поля резонатора в зависимости

от амплитуды y поля на входе, имеющей смысл бифуркационного параметра, следует из (10), (11)

$$y = x \left[\left(1 + \frac{2C_0 x^{2k-2}}{1 + (\delta - \rho x^2)^2 + x^{2k}} \right)^2 + \left(\Phi_k - \frac{2C_0 (\delta - \rho x^2) x^{2k-2}}{1 + (\delta - \rho x^2)^2 + x^{2k}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$

и соответствует результатам, полученным в [11–15], где рассматривалась оптическая бистабильность при двухфотонном поглощении.

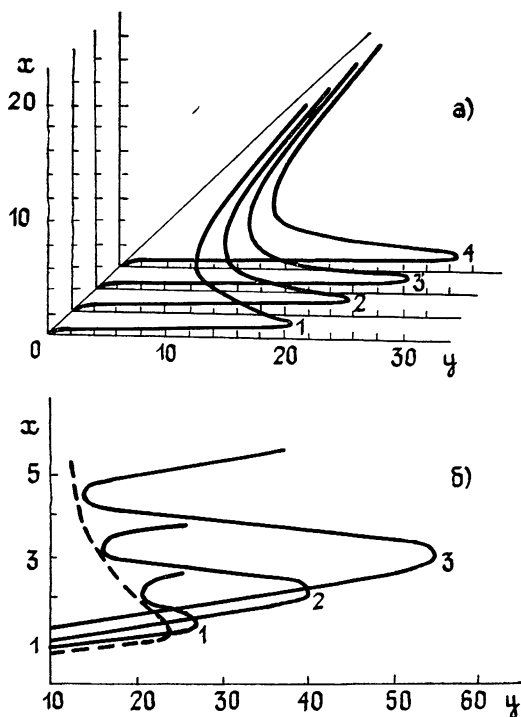


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы в монохроматическом поле:

а) $C_0=20$, $\delta=0$, $\rho=0$; кривая 1 — $k=1$; 2 — $k=2$, 3 — $k=3$; 4 — $k=4$; б) $C_0=20$, $\rho=0,5$, $k=2$; кривая 1 — $\delta=2$; 2 — $\delta=5$; 3 — $\delta=10$; пункт: $\rho=0$, $\delta=0$.

Бифуркационные диаграммы, описываемые уравнением (12), показывают (рис. 2а), что оптическая бистабильность в монохроматическом внешнем поле, обнаруженная в работе [1–5], сохраняется вне зависимости от порядка многофотонного поглощения. Штарковский сдвиг при многофотонном возбуждении приводит к проявлению бифуркаций в значительно более узкой области изменения амплитуды x (рис. 2б), хотя бистабильность при этом сохраняется.

2. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУД ПОЛЯ В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Рассмотрим устойчивые режимы излучения высокодобротного резонатора, возбуждаемого случайным полем. При этом по отношению к случайному возбуждению можно выделить два предельных режима — статический и дельта-коррелированный случайные процессы.

Статическое случайное поле отвечает условию, когда длительность случайных импульсов τ_H намного превышает все характерные времена резонатора, а время корреляции τ_c случайного процесса велико:

$$\tau_H \gg 1/k_B \gg T_1, T_2, \quad \tau_c \rightarrow \infty. \quad (13)$$

При этом поле на входе представляет собой не зависящую от времени случайно распределенную величину.

При обратном условии

$$\tau_{\text{н}} \ll 1/k_B, \quad \tau_c \rightarrow 0,$$

поле на входе представляет собой дельта-коррелированный случайный процесс. В настоящей работе рассматривается только статическое случайное поле.

Статическое поле может быть реализовано как импульсный процесс с длительностью импульса $\tau_{\text{н}}$, сравнимой с удвоенным временем прохода резонатора:

$$\tau_{\text{н}} \gg 2L/c.$$

При этом стохастические уравнения трансформируются к виду ($\xi(\tau) = 0$, $y(\tau) = y$)

$$\frac{dx}{d\tau} = -f(x) + y \cos \theta; \quad (14)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = F(x) - y \sin \theta/x, \quad (15)$$

где

$$f(x) = x \left(1 + \frac{2C_0 x^{2h-2}}{1 + (\delta - \rho x^2)^2 + x^{2h}} \right),$$

$$F(x) = \Phi_h - \frac{2C_0 (\delta - \rho x^2) x^{2h-2}}{1 + (\delta - \rho x^2)^2 + x^{2h}},$$

а статически распределенные амплитуда y и фаза α описываются двумерным распределением вероятностей

$$d\omega(y, \alpha) = d\omega(y) d\omega(\alpha) = \omega(y) \omega(\alpha) dy d\alpha. \quad (16)$$

Здесь предполагается, что

$$\omega(y) = (2/\sigma^2) y \exp(-y^2/\sigma^2) \quad (17)$$

— распределение Рэлея, а распределение фаз равновероятное: $\omega(\alpha) = 1/2\pi$. Распределение амплитуд и фаз поля резонатора может быть получено из (16), если использовать связь между значениями y, α на входе и x, θ внутри резонатора, отвечающую равновесному решению уравнений (14), (15):

$$y = f(x) [1 + \zeta^2(x)]^{1/2}; \quad (18)$$

$$\alpha = \theta + \psi = \arctg \zeta(x) + \psi, \quad (19)$$

где

$$\zeta(x) = xF(x)/f(x).$$

Осуществляя переход к новым переменным (x, θ) в (16), имеем

$$d\omega(x, \theta) = \omega(x) \omega(\theta) h_1(x, \theta) h_2(x, \theta) dx d\theta.$$

Учитывая явный вид параметров Ламе

$$h_1(x, \theta) = \{(f'_x(x))^2 + [(\arctg \zeta(x))'_x]^2\}^{1/2}, \quad h_2(x, \theta) = 1,$$

стационарную плотность распределения амплитуд получаем в виде ($\omega(\theta) = 1/2\pi$)

$$P_{\infty}(x) = \frac{2}{\sigma^2} \exp \left[-\frac{f^2(x) (1 + \zeta^2(x))}{\sigma^2} \right] f(x) h_1(x, \theta). \quad (20)$$

В строго резонансных условиях $\delta=0$, $\Phi=0$, $\rho=0$ выражение $\xi(x)=0$, и плотность вероятности (20) упрощается [16]:

$$P_{\infty}(x) = \frac{2}{\sigma^2} f(x)|f'_x(x)| \exp \left[-\frac{f^2(x)}{\sigma^2} \right] = |f'_x(x)| \psi(f(x)), \quad (21)$$

описывая распределение амплитуд поля резонатора при стабилизированной фазе возбуждающего поля. Структура плотности распределения $\psi(f(x))$ определяется экстремумами функции $f(x)$, которые приходятся на значения $x_{2,3}$ (рис. 3). Если учесть, что при значениях амплитуд $x_{2,3}$ производная $f'_x(x)=0$, получаем окончательную зависимость распределения амплитуд поля резонатора (рис. 3), указывающую на тот факт, что в резонаторе существует два, физически различных режима устойчивого поглощения, выделяющих подансамбли случайных амплитуд тех волн, которые преимущественно участвуют в поглощении.

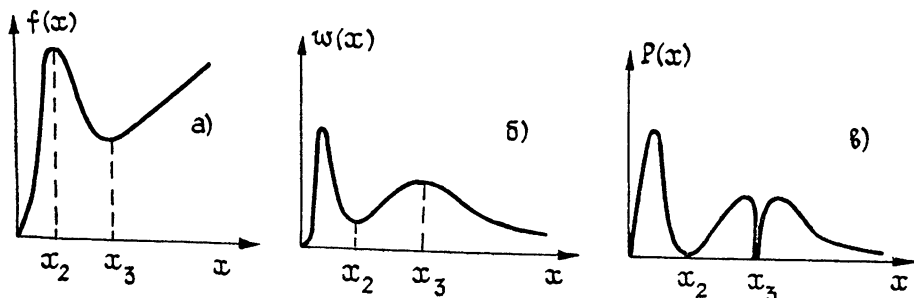


Рис. 3. Формирование распределения амплитуд в статическом случайном поле: бифуркационная зависимость $y=f(x)$ (а); распределение вероятностей без учета $f'_x(x)$ (б); полное распределение вероятностей (в).

Подансамбль амплитуд интервала $0 \leq x \leq x_2$ соответствует поглощению в условиях, далеких от насыщения, когда возбуждающее поле вызывает лишь квадратичный штарковский сдвиг энергетических уровней.

Поглощение, отвечающее интервалу амплитуд $\sigma - x_3 < x < x_3 + \sigma$, происходит в условиях, близких к насыщению. При этом состояние среды принципиально отличается от ненасыщенного — вследствие динамического эффекта Штарка в центре равновесного распределения амплитуд возникает провал, появление которого определяет множитель $|f'_x(x)|$.

Следовательно, кооперативное взаимодействие в резонаторе, заполненном резонансно-поглощающей средой двухуровневых атомов, приводит к изменению случайного ансамбля амплитуд поля резонатора из-за образования дополнительных, по отношению к внешнему полю, областей наиболее вероятных значений амплитуд, соответствующих устойчивым режимам поглощения в резонаторе: при предельном переходе к изолированным атомам $L \rightarrow 0$, параметр кооперативного взаимодействия равен нулю, $C_0=0$, и распределение амплитуд поля резонатора тождественно совпадает с распределением амплитуд на входе резонатора $\psi(y)$, что отвечает одной области устойчивых состояний.

В противном случае, при увеличении параметра кооперативного взаимодействия, область неустойчивого состояния возрастает и компоненты распределения амплитуд раздвигаются (рис. 4а). Структура распределения амплитуд поля в резонаторе при $C_0 \neq 0$ указывает на возможность реализации при случайном статическом возбуждении трехстабильных состояний поля резонатора в соответствии с числом наиболее вероятных значений амплитуд, а провал распределения при $x=x_3$ отвечает неустойчивому состоянию, разделяющему два близких устойчивых состояния. При нерезонансном возбуждении, когда $\delta \neq 0$, $\rho \neq 0$ либо $\Phi_n \neq 0$, возникает асимметрия гауссовой компоненты распре-

деления $P_\infty(x)$. Увеличение порядка многофотонного взаимодействия при нулевом штарковском сдвиге приводит к сужению, а штарковское смещение — к уширению дельта-образного пика (рис. 4б). Несмотря на то, что соотношение между компонентами распределения мало ($10^{-8} \div 10^{-7}$), структура, дублирующая статическое распределение $\omega(x)$, проявляется при больших амплитудах, что делает заметным ее вклад в средние значения.

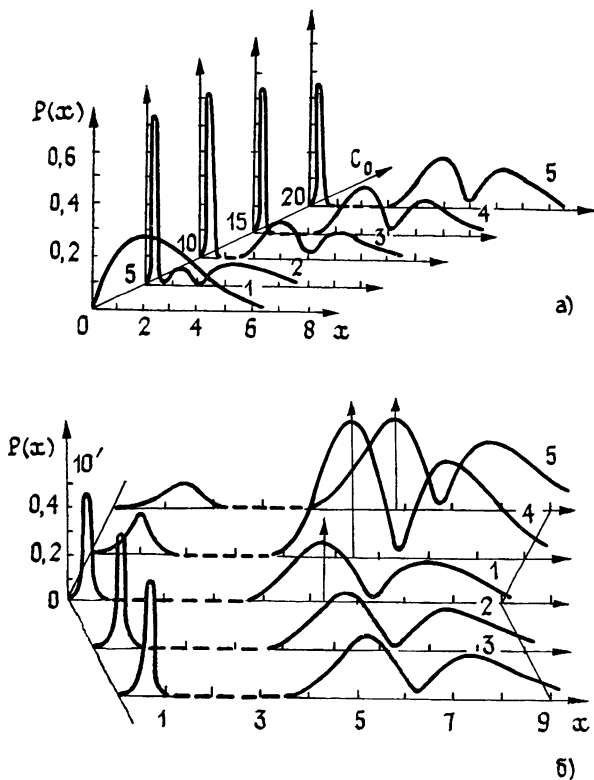


Рис. 4. Распределение амплитуд поля в резонаторе при случайном поле на входе:
 $\sigma=3, \delta=0, k=1, C_0=0$ (1), 5(2), 10(3), 15(4), 20(5) (а); $\sigma=3, C_0=20, \delta=0, p=0, k=2$ (1), 3(2), 4(3); $p=0,5; k=2, \delta=5$ (4), 10(5) (б).

3. БИФУРКАЦИИ В СТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ввиду того, что при статическом поле на входе амплитуда и фаза поля резонатора являются статистически независимыми переменными, в дальнейшем рассмотрим устойчивость поглощения при условии фиксированной разности фаз $\theta=0$, когда изменение амплитуды определяется уравнением

$$dx/d\tau = -f(x) + y. \quad (22)$$

Усредняя уравнение (22) с вероятностью (21), имеем

$$d\bar{x}/d\tau = J + \bar{y}, \quad (23)$$

где

$$J = \int_0^\infty P_\infty(x) f(x) dx.$$

Выразив интеграл J через среднее значение амплитуды поля на выходе резонатора $\bar{x} = \int_0^\infty x P_\infty(x) dx$:

$$J = \bar{x}^\eta, \quad \eta = \frac{\ln J}{\ln \bar{x}},$$

уравнение (23) представим в виде

$$d\bar{x}/d\tau = \bar{x}^\eta + \bar{y}, \quad (24)$$

откуда следует равенство, определяющее равновесные значения средней амплитуды \bar{x} в зависимости от бифуркационного параметра \bar{y} :

$$\bar{y} = \bar{x}^\eta. \quad (25)$$

Учитывая, что \bar{x} , η функционально зависят от дисперсии случайного поля σ , исследование бифуркаций на основе уравнения (25) дополняется зависимостью $\bar{y}(\sigma)$, раскрывающей влияние статистических характеристик поля на бифуркации. На рис. 5 изображена бифуркационная диаграмма при однофотонном возбуждении, показывающая, что в случайном поле, в отличие от монохроматического, реализуются три устойчивые ветви решений: OA , CP , OS . Отличается от имеющих место при монохроматическом возбуждении и характер бифуркаций: наряду с однозначными бифуркационными переходами ($A \rightarrow B$, $S \rightarrow P$, $\Pi \rightarrow E$) появляется возможность разветвленных бифуркаций (переходы $K \leftarrow C \rightarrow D$).

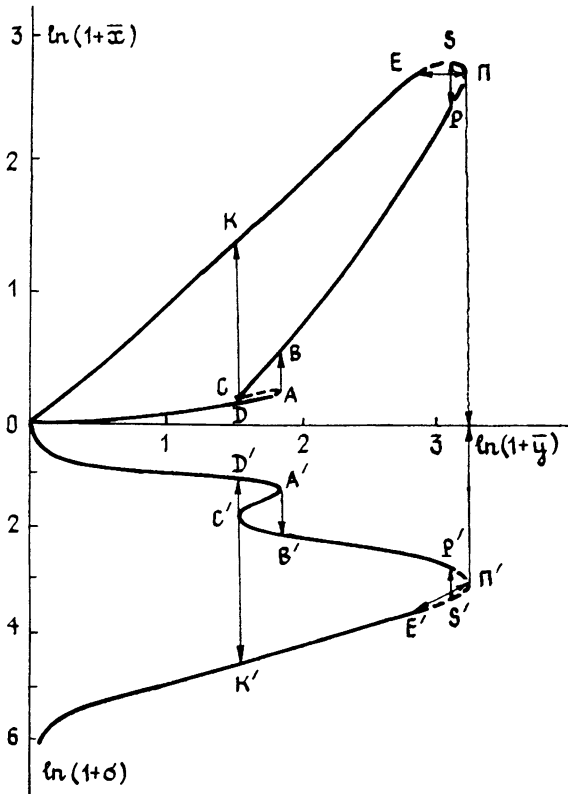


Рис. 5. Бифуркационная диаграмма при однофотонном поглощении (случайное поле на входе): $C_0=20$, $\delta=0$, $k=1$

Особенность бифуркаций в случайном поле однозначно определяется распределением вероятности амплитуд поля в резонаторе: действительно, дельта-образный всплеск распределения $P_\infty(x)$ выделяет одну из областей устойчивости, соответствующую ветви OA . Разветв-

ние бифуркаций становится возможным из-за наличия еще двух областей устойчивости, соответствующих статической структуре распределения вероятностей $P_\infty(x)$. При этом провал в распределении $\omega(f(x))$ определяет состояние с неустойчивым равновесием (точка Π); выход из которого может либо привести к срыву излучения резонатора ($x \rightarrow 0$), либо к переходу в новое устойчивое состояние, отвечающее ветви OS . При предельном переходе $k_B \rightarrow \infty$ ($L \rightarrow 0$) параметр кооперативного взаимодействия стремится к нулю, $C_0 \rightarrow 0$, и провал в статическом распределении $\omega(f(x))$ «захлопывается». При этом все три ветви устойчивости сливаются в одну, определяемую линейной зависимостью $\bar{x} = \bar{y}$.

При многофотонном возбуждении и нулевом штарковском сдвиге тристабильность излучения резонатора сохраняется и бифуркации имеют те же особенности, что и при однофотонном поглощении. Нали-

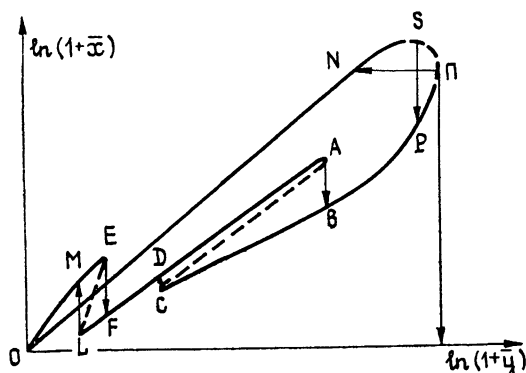


Рис. 6. Бифуркационная диаграмма при двухфотонном поглощении (случайное поле на входе) $C_0 = 20$, $\delta = 5$, $p = 0,5$, $k = 2$.

чие штарковского сдвига приводит к дополнительной области бистабильности (рис. 6) — при двухфотонном поглощении реализуется четырехстабильность и увеличивается число разветвленных бифуркаций.

Образование дополнительной ветви устойчивых решений OE связано с уширением из-за квадратичного эффекта Штарка дельта-образной компоненты распределения $P_\infty(x)$, что расширяет область наиболее вероятных значений амплитуды x , захватывая интервал амплитуд $0 \leq x^2 \leq \delta^2/p$, резонансных по отношению к расстройке частот δ , куда попадает значение $x = x_2$. Этот интервал соответствует дополнительной ветви устойчивых решений.

Оценка времени перехода при разветвленных бифуркациях $K \leftarrow C \rightarrow D$, полученная при численном решении из уравнения (24),

$$\tau_{12} = \int_{\bar{x}_1}^{\bar{x}_2} \frac{d\bar{x}}{\bar{y} - \bar{x}^\eta} \quad (26)$$

показывает, что время перехода $C \rightarrow D$ отличается на порядок (в безразмерных единицах) от времени перехода $C \rightarrow K$: $\tau_{CD} \approx 0,76 \cdot 10^{-9}$, $\tau_{CK} \approx 5,03 \cdot 10^{-9}$. Можно считать, что вероятность перехода $C \rightarrow D$ также на порядок выше, чем $C \rightarrow K$, что согласуется и с энергетическими представлениями: в то время как переход $C \rightarrow D$ соответствует уменьшению интенсивности излучения, переход $C \rightarrow K$ энергетически менее выгоден. Из этих соображений следует, что предпочтительными следует считать переходы AB , CD , EF , LM , ΠN , SP .

Расчет устойчивых режимов излучения резонатора при многофотонном поглощении в случайном статическом поле, в отличие от гауссова поля [8, 9], позволяет описать следующие эффекты: тристабильность при однофотонном поглощении и четырехстабильность как следствие проявления квадратичного штарковского смещения при мно-

гофотонном возбуждении. Мультистабильность излучения резонатора в случайном поле может быть использована для создания многофункциональных быстродействующих логических элементов.

Автор выражает глубокую признательность С. А. Ахманову и А. С. Чиркину за обсуждение результатов и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gibbs H. M., Venkatesan T. N. C., McCall S. L. et al — Appl. Phys. Lett., 1979, **34**, № 8, p. 511.
2. Giacobino E., Devand M., Biraban F., Grynberg G — Phys. Rev. Lett., 1980, **45**, № 6, p. 434
3. McCall S. L. — Phys. Rev. A, 1974, **9**, № 4, p. 1515.
4. Bonifacio R., Lugiato L. A — Opt Commun, 1976, **19**, № 2, p. 172.
5. Bonifacio R., Lugiato L. A — Phys. Rev. A, 1978, **18**, № 3, p. 1129
6. Bonifacio R., Gronchi M., Lugiato L. A — Phys. Rev. A, 1978, **18**, № 5, p. 2266.
7. Bonifacio R., Lugiato L. A. — Phys. Rev. Lett., 1978, **40**, № 15, p. 1023.
8. Willis C. R. — Phys. Rev. A, 1983, **27**, № 1, p. 375.
9. Kus M., Wodkiewicz K., Gallas J. A. — Phys. Rev. A, 1983, **28**, № 1, p. 314.
10. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981, с. 403.
11. Agrawal G. P., Carmichael H. J. — Phys. Rev. A, 1979, **19**, № 5, p. 2074.
12. Agrawal G. P., Flytzanis C. — Phys. Rev. A, 1981, **24**, № 6, p. 3173.
13. Agrawal G. P., Flytzanis C. — Phys. Rev. Lett, 1980, **44**, № 16, p. 1058.
14. Arecchi F. T., Politi A. — Lett. Nuovo Cimento, 1978, **23**, № 2, p. 65.
15. Tsukada N., Nakayama T. — Phys. Rev. A, 1982, **25**, № 2, p. 947, 964.
16. Кляцкин В. И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. — М.: Наука, 1980, с. 118.

Запорожский индустриальный институт

Поступила в редакцию
7 августа 1984 г.

OPTICAL BISTABILITY IN THE RANDOM FIELD

Yu. S. Oseledchik

The absorption optical bistability in a pencil-shaped resonant cavity including phase and amplitude fluctuations is investigated. The stationary probability distribution for the static field limit is derived, and its properties including the most probable position fluctuations and stability region are discussed. It is shown that random fluctuations of the injected fields make the third stable branch accessible, and for the two-photon absorber make the four stable branches.
