

ДВУХЛУЧЕВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Кузнецов А. В.

Показано, что для управления параметрами бистабильного полупроводникового эталона Фабри—Перо можно использовать дополнительный световой луч, который дает возможность изменять параметры гистерезиса, переключать такой бистабильный элемент и реализовывать дифференциальное усиление одного луча другим. Качественные особенности этих эффектов оказываются по существу не зависящими от микроскопического механизма бистабильности. Анализ проводится методами теории бифуркаций. Для ряда конкретных случаев рассчитаны области существования бистабильности.

В настоящее время явление оптической бистабильности (ОБ) теоретически и экспериментально изучено для целого ряда полупроводниковых систем [1, 2]. Возможность широкого практического использования устройств на основе ОБ (например, для чисто оптической обработки информации) зависит, в частности, от нахождения эффективных способов управления параметрами таких устройств, так как основные факторы, определяющие их характеристики (геометрия системы, температура и т. д.), практически невозможно контролируемым образом изменять в процессе работы.

Для управления параметрами ОБ в ряде работ [3-5] предлагалось использовать второй световой луч. В данной работе построена феноменологическая теория такой двухлучевой ОБ и, кроме того, исследован ряд нелинейных эффектов, возможных в такой системе.

Рассмотрим для определенности конкретную физическую модель: пусть на плоскопараллельную полупроводниковую пластину толщиной d с коэффициентом отражения граней R нормально падает монохроматический световой пучок с интенсивностью I . Поглощение света приводит к генерации носителей или к нагреву среды (будем рассматривать первый случай), в результате чего коэффициенты преломления n и поглощения α , зависящие, вообще говоря, от концентрации носителей n (или от T), изменяются, так что отклик системы становится нелинейным [2]. Нас будет интересовать случай, когда возбуждение среды описывается только одним параметром — средней по толщине концентрацией носителей. Такой случай реализуется при выполнении одного из двух условий [2]: а) диффузионная длина $l_D \gg d$; б) длина волны света $\lambda \ll l_D$, а α и n линейно зависят от n . При этом для эффективного коэффициента поглощения пластинки справедлива обычная формула линейной оптики

$$A(n) = \frac{1}{d} \frac{(1-R)(1 - \exp[-\alpha(n)d])(1 + R \exp[-\alpha(n)d])}{(1 - R \exp[-\alpha(n)d])^2 + 4R \exp[-\alpha(n)d] \sin^2\left(\frac{x(n)\omega d}{c}\right)}. \quad (1)$$

Будем для простоты считать рекомбинацию носителей линейной: $r(n) = n/\tau$. Если изменения I за время τ малы, то квазистационарные значения концентрации будут определяться соотношением

$$f(n, I) \equiv \frac{n}{\tau} - A(n)I = 0, \quad (2)$$

которое в силу нелинейности $A(n)$ может при фиксированном I определять несколько значений n , что и приводит к бистабильности (рис. 1, а).

Пусть теперь на пластинку падает еще один луч I_2 , отличающийся от первого I_1 , например, энергией квантов излучения. Тогда имеем

$$f(n, I_1, I_2) \equiv \frac{n}{\tau} - A_1(n) I_1 - A_2(n) I_2 = 0. \quad (3)$$

При фиксированных I_1 и I_2 это уравнение также может иметь несколько решений, или, что то же самое, потенциал $\Phi(n, I_1, I_2) \equiv \int_0^n f(n', I_1, I_2) dn'$ может

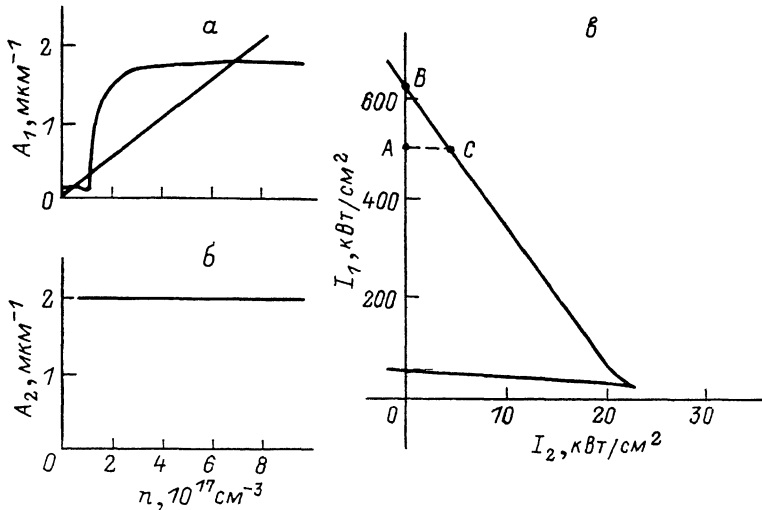


Рис. 1. Безрезонаторная ОБ в CdS для случая двух лучей с различной энергией квантов излучения.

Микроскопический расчет согласно модели, описанной в [1], a — коэффициент поглощения $A_1(n)$ (7), $\omega_1 = 2.549$ эВ; точки пересечения прямой $n/\tau I$ и кривой $A(n)$ дают решения уравнения (2); b — $A_2(n)$, $\omega_2 = 2.700$ эВ; c — бифуркационное множество (5)–(6). Значения остальных параметров: $T = 30$ К, $d = 0.5$ мкм, поляризация $E \perp e$.

иметь несколько экстремумов по n . Число этих экстремумов различно в разных точках плоскости (I_1, I_2) , причем уравнение кривой, разделяющей области с различным числом экстремумов, находится по стандартной методике теории катастроф [6]

$$\frac{\partial \Phi(n, I_1, I_2)}{\partial n} \equiv f = 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi(n, I_1, I_2)}{\partial n^2} = 0. \quad (4)$$

Кривая, задаваемая соотношениями (4) (бифуркационное множество, БМ [6]), является границей области существования ОБ на плоскости (I_1, I_2) в системе, описываемой уравнением состояния (3). Это, очевидно, справедливо и для уравнений состояния, описывающих другие физические модели [3–5]. Однако в данном случае, пользуясь линейностью Φ по I_1 и I_2 , можно свести (4) к

$$I_1(n) = \frac{1}{\tau} \frac{A_2(n) - nA_2'(n)}{A_1'(n)A_2(n) - A_2'(n)A_1(n)}, \quad (5)$$

$$I_2(n) = \frac{1}{\tau} \frac{nA_1'(n) - A_1(n)}{A_1'(n)A_2(n) - A_2'(n)A_1(n)}. \quad (6)$$

Система (5)–(6) задает БМ в параметрической форме; зная $A_1(n)$ и $A_2(n)$, легко построить БМ в явном виде, что и сделано далее для трех конкретных случаев (рис. 1–3).

Безрезонаторная диссипативная ОБ в CdS [7–9]. В отсутствие резонаторных эффектов $R=0$, и при $d \ll l_D$ получим из (1)

$$A(n) = \frac{1}{d} [1 - \exp[-\alpha(n)d]]. \quad (7)$$

Выберем энергию квантов излучения первого луча несколько ниже энергии A -экситона в CdS; при этом [8, 9] α резко возрастает с увеличением n , что приводит к возникновению ОБ (рис. 1, а). Частоту второго луча можно выбрать превышающей ширину запрещенной зоны, так что $A_2 \approx \text{const}$ (рис. 1, б). Соответствующее БМ показано на рис. 1, в.

Если же выбрать энергии квантов излучения обоих лучей несколько ниже энергии B -экситона, то в поляризации $E \perp c$ имеет место сильное межзонное поглощение в зону A ($A_2 \approx \text{const}$; рис. 2, б), а в поляризации $E \parallel c$ с переходом в зону A дипольно запрещен, причем поглощение в зону B [$A_1(n)$; рис. 2, а], как и в предыдущем случае, резко возрастает с увеличением n , в результате чего на плоскости (I_1, I_2) возникает бистабильная область (рис. 2, в).

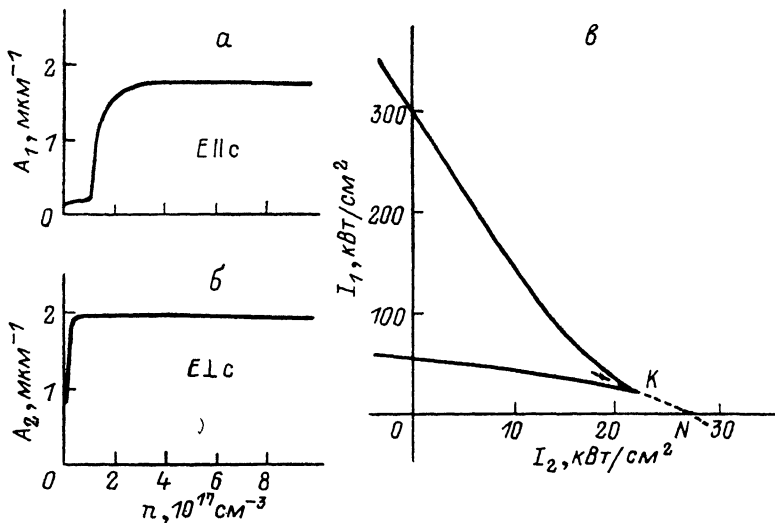


Рис. 2. Безрезонаторная ОБ в CdS для случая двух лучей различной поляризации ($\omega_1 = \omega_2 = 2.561$ эВ).

а, б — коэффициенты поглощения для лучей 1 и 2; в — бифуркационное множество. Остальные параметры те же, что и для рис. 1.

Дисперсионная резонаторная ОБ в InSb [10]. В этом случае [2, 10] $\alpha = \text{const}$, а зависимость $\chi(n) = \chi_0 + \gamma n = \chi_0 + \chi_2 I$ (керровская нелинейность) линейна по n , что, согласно вышесказанному, позволяет при $\lambda \ll l_D$ определять $A(n)$ с помощью (4):

$$A(n) = \frac{1}{d} \frac{B}{1 + F \sin^2(\omega d \{\chi_0 + \gamma n\}/c)} \quad (8)$$

(выражения для B и добротности F приведены в [2]). Вводя характерную интенсивность $I_0 = c/\tau\omega\gamma$, фазовый сдвиг $\varphi = \omega d \gamma n/c$ и начальную расстройку резонатора $\varphi_0 = \omega d \chi_0/c$, можно представить уравнение БМ (5)–(6) в виде

$$I_1(\varphi) = -I_0 \frac{(1 + F \sin^2[\varphi_0 + \varphi])^2}{BF \sin(2[\varphi_0 + \varphi])}, \quad (9)$$

$$I_2(\varphi) = \frac{I_0}{1-R} \left(\varphi + \frac{1 + F \sin^2[\varphi_0 + \varphi]}{F \sin(2[\varphi_0 + \varphi])} \right) + \frac{\varphi_0 I_0}{1-R} \quad (10)$$

[здесь мы положили $A_2 = (1-R)/d$]. Из этих выражений следует, что БМ периодически по I_2 с периодом $\pi I_0/(1-R)$, а также, что изменение I_2 совершенно эквивалентно изменению расстройки φ_0 , которое сводится просто к сдвигу вдоль оси I_2 . На рис. 3, построенном с использованием параметров, взятых из [10], $\varphi_0 = 0$.

Легко видеть, что все БМ на рис. 1–3 имеют весьма сходный вид. В частности, все они имеют особенность типа точки возврата (рис. 2, в, точка K);

в данном случае это связано с тем, что, как легко проверить, производные по параметру n от (5)—(6) одновременно обращаются в нуль при выполнении условия $A_1''/(A_1+nA_1')=A_2''/(A_2+nA_2')$ (в часто встречающемся случае $A_2=\text{const}$ это условие сводится просто к $A_1''=0$). Такая особенность называется катастрофой сборки, причем теорема Тома [6] позволяет утверждать, что и при любом другом виде уравнения состояния (3), зависящего от двух управляющих параметров (I_1 и I_2 , или, например, I и частоты ω и т. д.), БМ (4) не может иметь структурно устойчивых особенностей другого типа.

Как известно, ОБ можно рассматривать как неравновесный фазовый переход 1-го рода [11]. С этой точки зрения упомянутая точка возврата имеет простой физический смысл: она является критической точкой этого фазового перехода. Смысл этого утверждения состоит в том, что в окрестности точки возврата

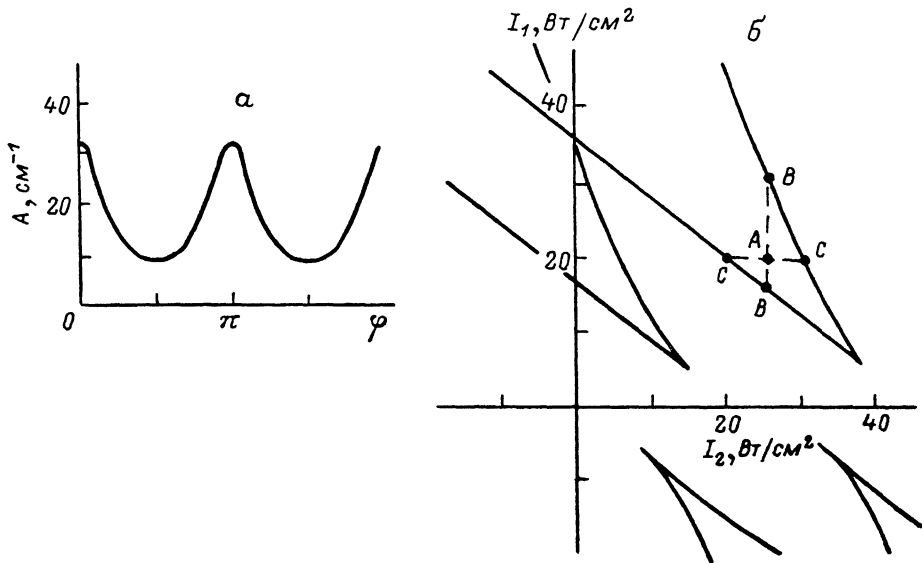


Рис. 3. Эффективный коэффициент поглощения (8) (а) и бифуркационное множество (б) для резонаторной дисперсионной ОБ в InSb.

Значения параметров: $\alpha_0=80 \text{ см}^{-1}$, $\lambda^{-1}=1852 \text{ см}^{-1}$, $d=130 \text{ мкм}$, $\kappa_2=-3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вт}$, $R=70 \%$ [10].

(точка K на рис. 2, в) уравнение состояния (3) топологически эквивалентно, например, уравнению Ван-дер-Ваальса в окрестности критической точки фазового перехода жидкость—газ [6]. Координаты этой точки в общем случае определяются системой уравнений, получаемой из (4) добавлением условия $\partial^3\Phi/\partial n^3=0$. В случае $A_2=\text{const}$ для координат критической точки из (5)—(6) получим

$$I_1^* = \frac{1}{\tau} (A_1'(n^*))^{-1}, \quad (11)$$

$$I_2^* = \frac{1}{\tau A_2} (n^* - A_1(n^*)/A_1'(n^*)), \quad (12)$$

где n^* является корнем уравнения $A_1''(n^*)=0$. Отметим, что положительность величин (11), (12) фактически является условием существования ОБ: I_1^* положительна при возрастающем поглощении, а условие положительности I_2^* можно преобразовать к виду

$$\left. \frac{d \ln [A_1(n)]}{d \ln [n]} \right|_{n=n^*} > 1, \quad (13)$$

совпадающему с условием существования однолучевой ОБ, полученным в работе [12] для системы с уравнением состояния (2).

Рассмотрим теперь, как можно использовать второй луч в качестве управляющего фактора.

1) Изменение параметров в гистерезисе. Из рис. 1, в легко видеть, что при увеличении I_2 критические значения I_1 , соответствующие точкам пересечения БМ с прямой $I_2 = \text{const}$, уменьшаются по величине и приближаются друг к другу. Таким образом, используя второй луч, можно делать петлю гистерезиса более узкой (рис. 4, кривые 1, 2), а также реализовывать критический режим (кривая 3) и режим дифференциального усиления (кривая 4). Для других моделей аналогичные кривые построены в [3-5].

2) Переключение первого луча вторым. Пусть значения I_1 и I_2 соответствуют точке А на рис. 1, в и 3, б, причем кристалл находится в слабопоглощающем состоянии. Чтобы переключить его в сильнопоглощающее состояние, необходимо либо увеличить I_1 на величину $|AB|$, либо, на-

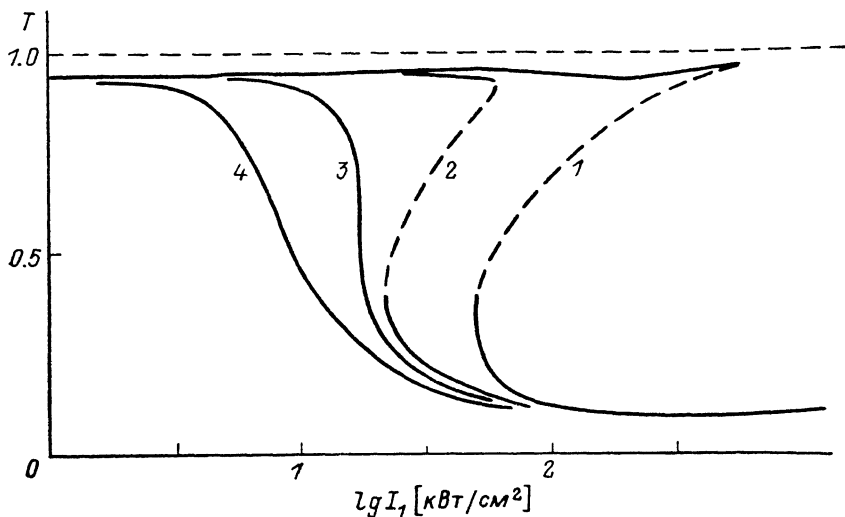


Рис. 4. Гистерезис пропускания $T(I_1)$ для случая, изображенного на рис. 1.

I_2 , кВт/см²: 1 — 0, 2 — 20 (бистабильный режим), 3 — 23 (критический режим), 4 — 25 (режим-дифференциального усиления).

пример, при постоянном I_1 увеличить I_2 на $|AC|$. Поскольку, как правило, $A_2 \gg A_1$, то $|AB|/|AC| \gg 1$ (для ситуации, изображенной на рис. 1, в, это отношение равно примерно 20). Таким образом, существует возможность посредством сравнительно маломощного второго луча переключать мощный первый луч (для ситуации рис. 3, б такое переключение возможно в обе стороны). Нестационарный аналог такого переключения исследовался в работах [13, 14].

3) Модуляция первого луча вторым (дифференциальное усиление). Для определенности рассмотрим случай безрезонаторной ОБ, причем положим $A_2 = \text{const}$. Исследуем зависимость интенсивности прошедшего через кристалл первого луча (I_1^T) от I_2

$$I_1^T = I_1(1 - A_1(n)d), \quad (14)$$

$$\frac{\partial I_1^T}{\partial I_2} = -I_1 d A_1'(n) \frac{\partial n}{\partial I_2}. \quad (15)$$

Входящая в (15) производная может быть легко определена из (3):

$$\frac{\partial n}{\partial I_2} = \frac{A_2 \tau}{1 - \tau I_1 A_1'(n)}. \quad (16)$$

Эта величина расходится при приближении рабочей точки к критической. Действительно, пусть рабочая точка расположена на прямой KN (рис. 2, в), на которой, как легко убедиться, $n \equiv n^*$, и пусть $I_1 = I_1^* - \Delta$. Тогда

$$\frac{\partial I_1^T}{\partial I_2} = -I_1 \frac{A_2 d}{\Delta}. \quad (17)$$

Таким образом, коэффициент дифференциального усиления (17) стремится к бесконечности при приближении рабочей точки к критической. Можно показать, что старшие производные I_1^T по I_2 также расходятся в этом случае, причем пропорционально более высоким степеням Δ^{-1} , так что усиление становится все более нелинейным и при прохождении через K сменяется переключением.

Одной из причин, ограничивающих дифференциальное усиление, является инерционность отклика системы, которую можно учесть, рассматривая линейную реакцию на гармоническое (с частотой Ω) возмущение δI_2 для нестационарного аналога уравнения (3). Такая процедура дает

$$\left| \frac{\delta I_1^T}{\delta I_2} \right|_{\Omega} = I_1 \frac{A_2 d}{\Delta} \left(1 + \left[\frac{\tau \Omega}{\Delta A_1'(n^*)} \right]^2 \right)^{-1/2}. \quad (18)$$

Эта величина в отличие от (17) при приближении к критической точке стремится к конечному пределу $A_2 d / \tau \Omega \ll (\tau \Omega)^{-1}$. Таким образом, величина $(\tau \Omega)^{-1}$ (для CdS при $\Omega = 10^8$ Гц она составляет 10^2) принципиально ограничивает усиление такого «трансфазора» [15]. Впрочем, изложенный анализ, строго говоря, справедлив лишь при достаточно больших Δ , так как в непосредственной окрестности критической точки необходимо учитывать флуктуации.

В заключение автор выражает благодарность В. А. Кочелупу за постоянное внимание к работе и П. М. Головинскому за помощь при проведении численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рывкин Б. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3—27.
- [2] Henneberger F. — Phys. St. Sol. (b), 1986, v. 137, N 2, p. 371—432.
- [3] Tsukada N., Nakayama T. — Phys. Rev. A, 1982, v. 25, N 2, p. 964—977.
- [4] Lawandy N. M., Rabinovich W. S. — IEEE J. Quant. Electron., 1984, v. QE-20, N 5, p. 458—461.
- [5] Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д. — ФТП, 1987, т. 21, в. 10, с. 1796—1800.
- [6] Гилмор Р. Прикладная теория катастроф, т. 1. М., 1984. 350 с.
- [7] Кочелуп В. А., Мельников Л. Ю., Соколов В. Н. — Квант. электрон., 1983, в. 24, с. 42—56.
- [8] Koch S. W., Schmidt H. E., Haug H. — J. Luminesc., 1985, v. 30, N 1-4, p. 232—242.
- [9] Wegener M., Klingshirn C., Koch S. W., Banyai L. — Semicond. Sci. Techn., 1986, v. 1, N 6, p. 366—375.
- [10] Miller D. A. B., Smith S. D., Seaton C. T. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 3, p. 312—317.
- [11] Haug H., Koch S. W. — IEEE J. Quant. Electron., 1985, v. QE-21, N 9, p. 1385—1392.
- [12] Miller D. A. B. — J. Opt. Soc. Am. B, 1984, v. 1, N 6, p. 857—864.
- [13] Gibbs H. M., Venkatesan T. N. C., McCall S. L. et al. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, N 8, p. 511—514.
- [14] Bigot J. Y., Daunois A., Grün J. B. — Phys. Rev. A, 1987, v. 35, N 9, p. 3810—3817.
- [15] Smith S. D. — Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A, 1984, v. 313, N 1525, p. 195—204.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получена 22.02.1983
Принята к печати 6.05.1988