

УДК 621.315.592

ГИСТЕРЕЗИС В ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ
ДВУХЗОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Г. М. АРУТЮНЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 мая 1984 г.)

Теоретически изучено гистерезисное поведение (оптическая бистабильность) в эталоне Фабри-Перо, заполненном полупроводником. Для выбранной двухзонной модели полупроводника учтены все порядки оптической нелинейности.

В последнее время большое внимание уделяется полупроводниковым оптическим бистабильным элементам. Последние могут применяться в качестве оптических транзисторов, ограничителей, дифференциальных усилителей, элементов памяти, формирователей оптических сигналов специального вида и т. д. [1—5]. Некоторые из указанных возможностей уже практически реализованы [6, 7].

Оптическая бистабильность возникает в эталонах Фабри-Перо, заполненных нелинейной средой, под воздействием интенсивного лазерного излучения, меняющего диэлектрическую проницаемость вещества и, следовательно, длину оптического пути эталона. Преимущества применения полупроводниковых материалов в качестве заполнителя эталона связаны с большими значениями нелинейности в этих средах [8].

В настоящей работе рассматривается бистабильность эталона Фабри-Перо, заполненного полупроводником, проявляющаяся в скачкообразном изменении его оптических характеристик.

Пусть на границу $z = 0$ эталона с коэффициентом отражения R падает интенсивная световая волна E_0 , линейно поляризованная вдоль оси y . От границы отражается волна E' , с конца $z = l$ эталона (с коэффициентом отражения R) выходит волна E_1 , а внутри образуются волны $A_{1,2}$, распространяющиеся в противоположных направлениях. Частота волн удовлетворяет условию $\hbar\omega > \Delta$, где Δ — ширина запрещенной зоны полупроводника. Полное поле излучения в эталоне есть

$$E = A_1 \exp[i(kz - \omega t)] + A_2 \exp[-i(kz - \omega t)] + \text{к. с.} \quad (1)$$

Поскольку для наблюдения оптической бистабильности в полупроводнике в области собственного поглощения требуются интенсивности, практически насыщающие переход, то поглощением можно пренебречь, полагая амплитуды волн $A_{1,2}$ постоянными. Мы исходим из простой параболической модели для состояний в зонах. Гамильтониан взаимодействия поля излучения (1) с полупроводниковым кристаллом в дипольном приближении есть

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}}\mathbf{E}, \quad (2)$$

где $\hat{H}_0$ — невозмущенный гамильтониан ($\hat{H}_0 \varphi_{v,c} = E_{v,c} \varphi_{v,c}$, v и c — зонные индексы), а $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор межзонного дипольного момента.

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi \quad (3)$$

ищем в виде

$$\Psi = a(t) \varphi_v \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E^v t\right) + b(t) \varphi_c \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E^c t + i\epsilon t\right), \quad (4)$$

где расстройка резонанса $\hbar\epsilon = E^c - E^v - \hbar\omega$. Подставляя (4) в (3), в резонансном приближении можно получить замкнутую систему уравнений для неизвестных амплитуд:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{i}{\hbar} d_{cv} (\dot{A}_1 e^{-ikz} + \dot{A}_2 e^{ikz}) b, \quad (5)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + i\epsilon b = \frac{i}{\hbar} d_{cv} (A_1 e^{ikz} + A_2 e^{-ikz}) a,$$

где d_{cv} — межзонный матричный элемент оператора дипольного момента.

Система (5) допускает решение типа $\exp[i\eta(z)t]$ с возможными значениями

$$\eta_{1,2}(z) = \frac{\epsilon}{2} (1 \mp \sqrt{1 + \lambda(z)}), \quad (6)$$

где использовано обозначение

$$\lambda(z) = \xi_1 + \xi_2 + \frac{4|d_{cv}|^2}{(\hbar\epsilon)^2} (A_1 \dot{A}_2 e^{i2kz} + A_1^* A_2 e^{-i2kz}), \quad (7)$$

$$\xi_{1,2} = \frac{4|d_{cv} A_{1,2}|^2}{(\hbar\epsilon)^2}.$$

Тогда при $\eta = \eta_1$ для нижнего состояния имеем

$$\Psi_v = c(z) \left[\varphi_v e^{-\frac{i}{\hbar} E^v t} + \frac{d_{cv}}{\hbar\eta_2} (A_1 e^{ikz} + A_2 e^{-ikz}) \varphi_c e^{-\frac{i}{\hbar} E^c t + i\epsilon t} \right] e^{-i\eta_1 t}, \quad (8)$$

$$c(z) = \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \lambda(z)}}{2\sqrt{1 + \lambda(z)}} \right)^{1/2}.$$

Перейдем к распространению интенсивных волн в эталоне. Уравнение Максвелла для рассматриваемого случая есть

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\epsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left[A_1(z, t) e^{i(kz - \omega t)} + A_2(z, t) e^{-i(kz + \omega t)} \right] = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle, \quad (9)$$

где ϵ_s — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, а значение $\langle \hat{d} \rangle$ получено с помощью (8):

$$\langle \hat{d} \rangle = \alpha \sum_p \frac{f(p)}{\hbar \epsilon_s(p) \sqrt{1 + \lambda(z)}} + \text{к. с.}, \quad (10)$$

$$\alpha = |d_{cv}|^2 (A_1 e^{ikz} + A_2 e^{-ikz}) e^{-i\omega t},$$

$f(p)$ — функция распределения квазичастиц в поле излучения при отсутствии рекомбинации. При $T \rightarrow 0$, как и в [9], она — порядка единицы в интервале $0 < |p| < p_0 = \sqrt{m^* (\hbar\omega - \Delta)}$ и спадает (с точностью до размытия) до нуля при $|p| > p_0$. Выполнив в (10) интегрирование, для $\langle \hat{d} \rangle$ получаем

$$\langle \hat{d} \rangle = \frac{m^* p_0^2}{2 \pi^2 \hbar^3} \text{Ar sh} \frac{2 m^* |\Delta|}{p_0^2} + \text{к. с.}, \quad (11)$$

где

$$|\Delta| = |d_{cv}| (|A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1 A_2 e^{i2kz} + A_1 A_2 e^{-i2kz})^{1/2}, \quad 0 < \frac{2 m^* |\Delta|}{p_0^2} < 1. \quad (12)$$

Воспользовавшись представлением $\text{Ar sh}(x)$ в виде ряда [10], для укороченного уравнения Максвелла имеем

$$\left\{ \frac{\partial A_1}{\partial z} \exp[i(kz - \omega t)] - \frac{\partial A_2}{\partial z} \exp[-i(kz + \omega t)] \right\} = \\ = -iq_0 [A_1 \exp[i(kz - \omega t)] + A_2 \exp[-i(kz + \omega t)]] (\chi_A + \chi_n), \quad (13)$$

где введены следующие обозначения:

$$\chi_A + \chi_n = -\ln \frac{\sigma}{2} \cos kz + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)! \sigma^{2n}}{2^{4n} (n!)^2 2n} \left\{ \sum_{\nu=1}^{n-1} 2 \binom{2n}{\nu} \cos[2(n-\nu)kz] + \binom{2n}{n} \right\}, \quad (14)$$

$$\sigma = \frac{2 |d_{cv} A_1|}{p_0^2 / 2 m^*} < 1, \quad q_0 = \frac{m^* p_0 |d_{cv}|^2 \omega^2}{\pi \hbar^3 k c^2}. \quad (15)$$

Выражение (14) записано для $|A_1| \approx |A_2|$, что практически выполняется, начиная со значений коэффициента отражения $R \geq 0,7$. Оно с точностью до множителя q_0 представляет собой восприимчивость полупроводника в интенсивном поле встречных волн. В (14) члены, описывающие нелинейное взаимодействие (пропорциональные четным степеням напряженности поля), представлены в виде бесконечной суммы. Это дает основание принять в качестве линейной восприимчивости χ_A выделенный логарифмический член в правой части (14). Через $\begin{pmatrix} \beta_1 \\ \beta_2 \end{pmatrix}$ в (14) обозначены биномиальные коэффициенты [10].

Из (13) можно получить уравнения, описывающие распространение волн $A_{1,2}$:

$$\frac{\partial A_{1,2}}{\partial z} = \pm i \gamma A_{1,2}, \quad (16)$$

где

$$\gamma = q_0 \left\{ \chi_n + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)!}{2^{4n} (n!)^2 2n} \left[\binom{2n}{n} + \binom{2n}{n-1} \right] \sigma^{2n} \right\}. \quad (17)$$

Решения $A_{1,2}$ имеют вид

$$A_{1,2} = A_{1,2}(0) \exp \left[\pm i \left(\frac{\omega}{c} N z \right) - i \omega t \right], \quad (18)$$

где выражение для показателя преломления волн есть

$$N = n_n + \frac{q_0 c}{\omega} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)!}{2^{4n} (n!)^2 2n} \left[\binom{2n}{n} + \binom{2n}{n-1} \right] \sigma^{2n}. \quad (19)$$

Здесь через $n_n = \sqrt{\epsilon_0} + q_0 c / \omega$ обозначен линейный показатель преломления среды. Нетрудно заметить, что ряд в (19) абсолютно сходится при любых значениях интенсивностей волн.

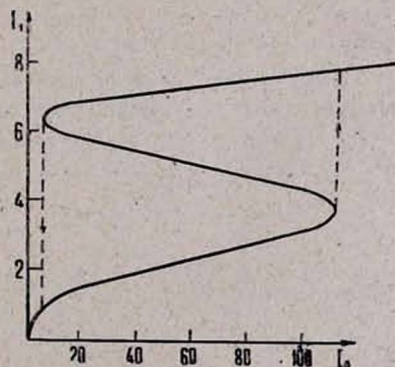
Воспользовавшись стандартными граничными условиями, можно получить соотношение, связывающее входящую в эталон (I_0) и выходящую из него (I_1) интенсивности:

$$I_0 = \frac{I_1}{(1-R)^2} \left\{ 1 + R^2 - 2 R \cos \left(2 \frac{\omega}{c} n_n l + \right. \right. \\ \left. \left. + q_0 l \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} (2n)!}{2^{4n} (n!)^2 2n} \left[\binom{2n}{n} + \binom{2n}{n-1} \right] \sigma^{2n} (I_1) \right\}, \quad (20)$$

$$\sigma^2(I_1) = \frac{\pi |d_{cv}|^2 I_1 \cdot 10^{13}}{c (p_0^2 / 2 m^*)^2} \left[1 + \left(\frac{1 - \sqrt{R}}{1 + \sqrt{R}} \right)^2 \right]. \quad (21)$$

Заметим, что в (21) I_1 измеряется в единицах (МВт/см²).

Картина зависимости $I_1(I_0)$ при $l = 0,033$ см, $R = 0,7$ изображена на рисунке в случае кристалла $GaAs$, облучаемого излучением с $\hbar \omega \approx 1,5$ эв, резонансной энергией $p_0^2 / 2 m^* = 0,02$ эв, $d_{cv} \sim 10^{-16}$ CGSE, с линейным показателем преломления, равным 3,5. Видно, что в указанных условиях скачок интенсивности при его увеличении происходит, когда $I_0 \approx 110$ МВт/см². За счет гистерезисного поведения выходящая энергия скачкообразно меняется в два раза, что можно обнаружить на эксперименте. Расчеты показывают, что увеличение длины эталона или коэффициента отражения переводит бистабильный режим в мультистабильный. Так, например, при увеличении l до 0,066 см ($R = 0,7$) четко проявляется мультистабильность при значении падающей интенсивности $I_0 \approx 56$ МВт/см².



Для экспериментального наблюдения указанных явлений можно использовать вторую гармонику мощного лазера на неодимовом стекле или лазеры на красителях.

В заключение благодарю А. Ж. Мурадяна и Г. П. Джстяна за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. McCall S. L. Phys. Rev., A9, 1515 (1974).
2. Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan T. N. C. Phys. Rev. Lett., 36, 1135 (1976).
3. Agrawal G. P., Carmichael H. J. Opt. Acta, 27, 651 (1980).
4. Miller D. A. B., Smit S. D., Seaton C. T. IEEE, J. Quant. Elect., 17, 312 (1981).
5. Голик Л. Л. и др. Квантовая электроника, 8, 2058 (1981).
6. Taracha S., Minakata M., Noda J. IEEE, J. Quant. Elect., 17, 321 (1981).
7. Ito H., Ogawa Y., Inaba H. IEEE, J. Quant. Elect., 17, 325 (1981).
8. Бакиев А. М. и др. Письма в ЖЭТФ, 38, 493 (1983).
9. Гореславский С. П., Елесин В. Ф. Вопросы теории атомных столкновений. Атомиздат, М., 1970.
10. Градштейн И. С., Рыжик Н. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. Наука, М., 1971.

ԵՐԿՉՈՆԱՅԻՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԻՍՏԵՐԵԶԻՍԱՅԻՆ ԲՆՈՒՅԹԸ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Աշխատանքում տեսականորեն քննարկված է կիսահաղորդչային նյութով լցված Ֆաբրի-Պերոյի էտալոնով անցնելիս լազերային ճառագայթման բխտարիչային (երկկայունային) վարքը: Փոխադրեցությունը նկարագրելիս կիսահաղորդչի համար ընտրված է էներգետիկ վիճակների երկզոնային մոդել: Հաշվարկները կատարված են առանց զրգումների տեսության օգտագործման, որը թույլ է տալիս հաշվի առնել նաև հազեցման էֆեկտները: Արդյունքները ներկայացված են նաև գրաֆիկի տեսքով, որում բերված է էտալոնից դուրս եկող ինտենսիվության կախվածությունը մուտքային ինտենսիվությունից:

HYSTERESIS IN OPTICAL CHARACTERISTICS OF TWO-BAND SEMICONDUCTOR

G. M. HARUTYUNYAN

The hysteresis behaviour (optical bistability) of laser radiation in a Fabry-Perot etalon with semiconductor filling is theoretically investigated. For the chosen two-band model of the semiconductor, all the orders of optical nonlinearity were taken into consideration.