

ЭФЕКТ БІСТАБІЛЬНАСЦІ Ў АДНАМЕРНЫХ ФАТОННЫХ КРЫШТАЛЯХ

В. У. Ціхановіч, І. С. Манак, Дз. У. Ушакоў

Беларускі дзяржаўны ўніверсітэт, г. Мінск

Фатонныя крышталі – тэрмін, якім абазначаюцца структуры, у якіх дыэлектрычная пранікальнасць мадулюецца з перыядам, параўнальным з даўжынёй хвалі святла. Нелінейнасць аптычных матэрыялаў у такіх структурах з’яўляецца істотнай, калі мы жадаем стварыць прылады для цалкам аптычнай апрацоўкі сігналаў – аптычныя дыёды, транзістары, пераключальнікі, абмежавальнікі [1].

Напружанасць электрычнага поля $E(x)$ ў адвольным пункце фатоннай структуры можна ўявіць у выглядзе суперпазіцыі плоскіх хваляў, якія распаўсюджваюцца ў супрацьлеглых накірунках [2]:

$$E(x) = A_i \exp[ik_i(x - x_i)] + B_i \exp[-ik_i(x - x_i)] \text{ пры } x_i \leq x \leq x_{i+1}, \quad (1)$$

дзе A_i – амплітуда падаючай хвалі, B_i – амплітуда зваротнай хвалі, $k_i = n_i k_0$ – камплексная ў агульным выпадку пастаянная распаўсюджвання, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ — хвалевы вектар.

Прыроўніваючы амплітуды электрычнага поля і іх вытворныя па каардынаце на мяжы суседніх слаёў, можна знайсці пераўтварэнне, якое звязвае амплітуды хваляў у вузлавых пунктах i і $(i+1)$ [3]:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp[ik_i \Delta x] & \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp[-ik_i \Delta x] \\ \frac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp[ik_i \Delta x] & \frac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp[-ik_i \Delta x] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}, \quad (2)$$

дзе $\Delta x = x_{i+1} - x_i$ — адлегласць паміж разглядаемымі пунктамі, а $k = n(x)k_0$.

Перамнажаючы паміж сабой матрыцы пераўтварэння і ўлічваючы межавыя ўмовы, атрымаем характарыстычную матрыцу фатоннага крышталю:

$$M = M_1 M_2 \dots M_N = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Абазначаючы амплітуды падаючай і адбітай ад фатоннай структуры плоскіх хваляў як A і B адпаведна, а C – амплітуду хвалі, якая выйшла з

фатоннага крышталю і улічваючы характарыстычную матрыцу фатоннага крышталю (3), сувязь паміж амплітудамі можна паказаць у выглядзе:

$$\left. \begin{aligned} M_{11}A + M_{12}B &= C \\ M_{21}A + M_{22}B &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

Пры ўвядзенні ў структуру нелінейнасці Кера адбываецца змяненне лакальнага паказніка праламлення. Згодна з [4] вымушанае змяненне паказніка праламлення прапарцыянальнае інтэнсіўнасці аптычнага поля і можа быць запісанае як

$$\Delta n = \bar{n}_2 |E|^2, \quad (5)$$

дзе нелінейны каэфіцыент паказніка праламлення асяроддзя $\bar{n}_2$ вызначаецца як [5]

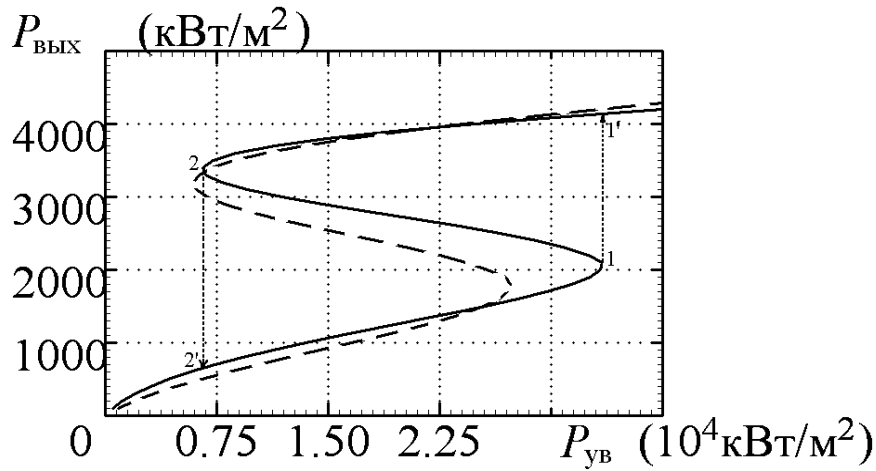
$$\bar{n}_2 = \frac{1}{2n} \chi^{(3)}. \quad (6)$$

Такім чынам, пасля знаходжання інтэнсіўнасці электрычнага поля ў вузлавых пунктах структуры, з дапамогай формулы (5) можна разлічыць змяненне паказніка праламлення ў гэтых пунктах, выкліканае нелінейнасцю. Для разліку магутнасці выпраменьвання на ўваходзе і выхадзе структуры выкарыстоўвалася формула [6]:

$$P = |A|^2 c \epsilon_0 / 2.$$

Механізм бістабільнасці заключаецца ў аптычна выкліканых змяненнях паказніка праламлення для ўзаемадзеяных хваляў, якія распаўсюджваюцца ў прамым і зваротным накірунках. Асноўным следствам гэтай з'явы з'яўляецца магчымасць яе рэалізацыі з лімітна магчымымі парогамі. Для даследавання аптычнай бістабільнасці, якая кантралюецца ўваходнай інтэнсіўнасцю, быў прыменены метада перадатачнай матрыцы. Разглядаўся аднамерны канечны чвэрцьхвалевы набор, які складаецца з чаргавальных слаёў, маючых высокі паказнік праламлення n_H (H слаі) і нізкі паказнік праламлення n_L (L слаі). Таўшчыні для абодвух відаў слаёў выбіраюцца такімі, каб $d_L = \lambda_0 / 4n_L$ і $d_H = \lambda_0 / 4n_H$, дзе λ_0 – даўжыня хвалі ў свабоднай прасторы. Дэфектная структура можа быць атрымана змяненнем таўшчыні аднаго са слаёў (які затым называецца дэфектным слоём і абазначаецца D [7]) альбо паказніка праламлення дэфектнага слою. Для прастаты структура абазначаецца $(HL)^{N_1}(D)^M(LH)^{N_2}$, дзе N_1 і N_2 адпаведна колькасць перыядаў слаёў справа і злева ад дэфектнага слою. M абазначае таўшчыню дэфектнага слою L_d , дзе $L_d = M \times (\lambda_0 / 4n_d)$,

n_d – паказнік праламлення дэфектнага слою. H слаі і D слаі ўяўлялі сабой чвэрцьхвалёвыя плёнкі паўправадніковага матэрыялу GaAs, якія валодалі станоўчай нелінейнасцю Кера. Нелінейная ўспрымальнасць для іх складала $\chi^{(3)} = 9.74 \times 10^{-11} \text{ м}^2\text{В}^{-2}$ [8]. L слаі ўяўлялі сабой чвэрцьхвалёвыя плёнкі AlAs. Паказнік праламлення ўваходных і выхадных абласцей пры $z < z_{\min}$ і $z > z_{\max}$ быў роўны $n_0 = 1$, а для дэфектнага слою $n_d = n_H$. Разлікі былі праведзены для $\lambda_0 = 800 \text{ мкм}$. Паказнік праламлення на дадзенай даўжыні хвалі для GaAs быў роўны 3,16025, а для AlAs складаў 3,16014. Таўшчыня слою GaAs складала 63,286 мкм, а таўшчыня слою AlAs была роўная 63,288 мкм.



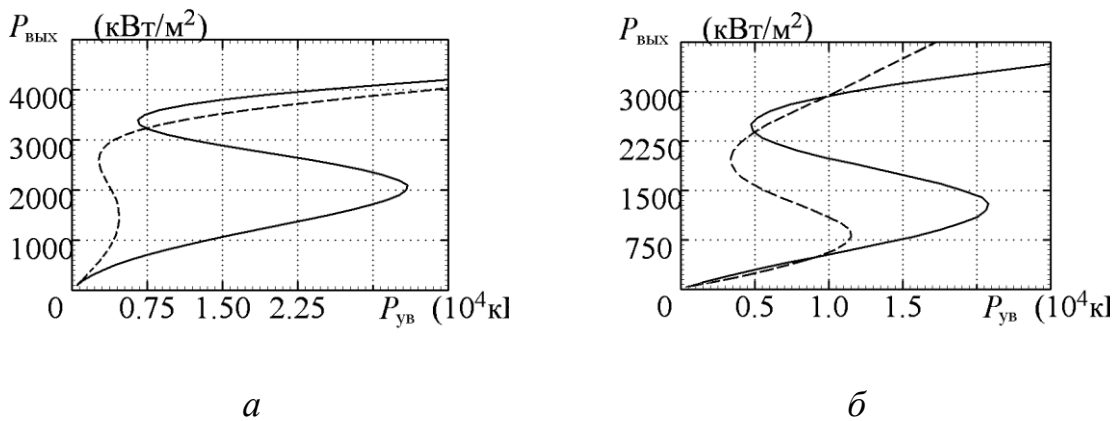
Мал. 1. Перадацныя характарыстыкі структуры $(HL)^{20}(D)^2(LH)^{20}$ для частаты $\omega = 0.995 \times 2\pi c/\lambda_0$ (сцэральная лінія) і $\omega = 0.997 \times 2\pi c/\lambda_0$ (пункцірная лінія)

На мал. 1 паказаныя ўваходна-выходныя характарыстыкі структуры $(HL)^{20}(D)^2(LH)^{20}$ для некаторых частотаў, якія ляжаць ніжэй дэфектнай моды $\omega = 2\pi c/\lambda_0$. Заўважана, што для $\omega = 0.995 \times 2\pi c/\lambda_0$ структура валодае S-падобным водгукам.

Было разгледжана уздзеянне змянення таўшчыні дэфекту на парог бістабільнасці. На мал. 2(а) паказаная крывая бістабільнасці структуры $(HL)^{20}(D)^M(LH)^{20}$ для $M = 2, 8$. Парогі аптычнай бістабільнасці складаюць $\approx 33438.3 \text{ кВт/м}^2$ для $M = 2$ і $\approx 4687.9 \text{ кВт/м}^2$ для $M = 8$. З-за таго, што павелічэнне памеру дэфекту не ўплывае на фактар узмацнення поля, але змяншае поўную шырыню на палове максімуму (ПШПМ) дэфектнай моды, пры павелічэнні значэння M неабходна выбіраць ω такім чынам, каб яна была як мага бліжэй да дэфектнай частаты. З гэтага можна зрабіць

вывад, што чым вузейшая шырыня дэфектнай моды, тым ніжэйшы парог бістабільнасці.

На аснове папярэдняга аналізу можна сцвярджаць, што для фіксаванай пастаяннай Керра парог бістабільнасці змяншаецца, калі шырыня дэфектнай моды змяншаецца, альбо калі фактар ўзмацнення павялічваецца. Так як павелічэнне перыядаў выклікае змяншэнне ПШПМ і адначасова павялічвае фактар ўзмацнення, можна чакаць, што большая колькасць перыядаў будзе выклікаць аптычную бістабільнасць з ніжэйшым парогам. Вельмі нізкі парог быў атрыманы пры выкарыстанні дэфектнай структуры $(HL)^N(D)^2(LH)^N$ для $N = 5$ альбо $N = 6$. Парогі бістабільнасці ў гэтым выпадку складалі каля 20782.8 кВт/м^2 для $N = 22$ і каля 11505 кВт/м^2 для $N = 24$ (мал. 2(б)).



Мал. 2. Перадатачныя характарыстыкі для структуры $(HL)^{20}(D)^2(LH)^{20}$ (суцэльная лінія) і $(HL)^{20}(D)^8(LH)^{20}$ (пункцірная лінія) (а). Перадатачныя характарыстыкі для структуры $(HL)^{22}(D)^8(LH)^{22}$ (суцэльная лінія) і $(HL)^{24}(D)^8(LH)^{24}$ (пункцірная лінія) (б)

1. Mingaleev S., Kivshar Y. // Opt. and photon. News. 2002. Vol. 13. P. 48–51.
2. Афоненко А. А., Манак І. С. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1997. С. 59–61.
3. Nemes H. // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21, No. 3, P. 548–553.
4. He G. S., Liu S. H. Physics of Nonlinear Optics. // World Scientific, River Edge, N. J., 1999. 552 p.
5. Van Vught F. A. // Twente University Press, 2003. P. 15–42.
6. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М.: Мир, 1965. 702 с.
7. Ціхановіч В. У., Манак І. С., Ушакоў Дз. У. // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей Вып. 9. Мн.: ООО «Ковчег», 2005. С. 204–216.
8. Banaee M. G., Cowan A. R., Young J. F. // J. Opt. Soc. Am. B 19. 2002. P. 2224–2231.