

УДК 621.378.325 : 373.826

© 1990

## ПОПЕРЕЧНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПРИ САМОФОКУСИРОВКЕ ВСТРЕЧНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В КРИСТАЛЛЕ $\alpha$ -SiC(6H)

А. А. Борщ, О. М. Бурин, В. И. Волков, В. Я. Гайворонский,  
А. В. Привалко

Аналитически и численно исследовано явление поперечной оптической бистабильности при встречном взаимодействии пучков в самофокусирующей нелинейной среде. Для разных геометрий эксперимента получены условия, при которых ячейка работает в бистабильном режиме, в зависимости от степени нескомпенсированности дифракционного рассогласования фазы пучка в цепи обратной связи и нелинейного набега фазы в кристалле. Экспериментально реализована поперечная безрезонаторная оптическая бистабильность при самофокусировке встречных световых пучков рубинового лазера в тонком кристалле карбида кремния.

Задачи скоростной обработки все возрастающего потока информации способствовали появлению в последние годы значительного интереса к разработке и изучению свойств оптических бистабильных систем. Наиболее изученные в настоящее время нелинейные резонаторы Фабри—Перо [<sup>1-4</sup>] обладают рядом ограничений, в частности снижают быстродействие вследствие многократного прохождения света внутри резонатора [<sup>5</sup>]. В связи с этим повышенный интерес вызывают исследования безрезонаторной оптической бистабильности (ОБ) и особенно схем поперечной ОБ, связанной с перераспределением интенсивности по сечению пучка [<sup>6</sup>]. Последние эффекты обусловлены градиентом интенсивности и обладают очень низкими порогами проявления [<sup>7</sup>]. Поперечная ОБ, предложенная в работе [<sup>8</sup>], впервые экспериментально наблюдалась при самофокусировке в парах натрия [<sup>9</sup>] и при самодефокусировке в кристаллах сульфида кадмия [<sup>10, 11</sup>].

Теоретические модели явления поперечной ОБ исследовались в работах [<sup>12-14</sup>]. На основании интеграла Кирхгофа—Френеля в безабберационном приближении в [<sup>12</sup>] получено трансцендентное уравнение, описывающее преобразование интенсивности входного гауссового пучка, прошедшего через тонкую нелинейную пластинку. В работе [<sup>13</sup>] представлены численные результаты по исследованию поперечной ОБ с учетом конечных размеров диафрагмы на зеркале обратной связи (ЗОС). Авторы [<sup>14</sup>] на основании разложения по системе гауссовых пучков исследуют абберационные явления при ОБ, однако они не учитывают изменение профиля пучка, отраженного от ЗОС, поэтому перечисленные выше подходы имеют одинаковую область применения.

Целью настоящей работы являются развитие теории поперечной ОБ, позволяющей проанализировать основные характеристики оптической ячейки (ОЯ) в зависимости от свойств нелинейной среды и параметров цепи обратной связи (ОС), а также экспериментальное исследование различных схем поперечной ОБ при самофокусировке встречных световых пучков рубинового лазера в тонком кристалле карбида кремния  $\alpha$ -SiC(6H).

Рассмотрим принцип работы бистабильной ОЯ, схема которой представлена на рис. 1. Лазерный пучок с гауссовым профилем

$$A_1(\rho, 0) = \sqrt{I_0} \exp(-\rho^2/\omega_1^2 - ik\rho^2/2R_1), \quad (1)$$

где  $I_0$  — пиковое значение интенсивности,  $\omega_1$  — радиус пучка,  $k$  — волновое число,  $R_1$  — радиус кривизны волнового фронта,  $\rho$  — поперечная координата, падает на входную грань нелинейного кристалла, показатель преломления которого характеризуется зависимостью  $n(I) = n_0 + n_2 I$  ( $n_2 > 0$ ). Пройдя нелинейную среду, пучок попадает на сферическое ЗОС, расположенное на расстоянии  $z_m$  от кристалла, которое характеризуется радиусом кривизны  $R_m$  и коэффициентом отражения  $r$ . Вследствие самофокусировки при увеличении входной интенсивности  $I_0$  перетяжка прошедшего через нелинейную среду пучка будет приближаться к выход-

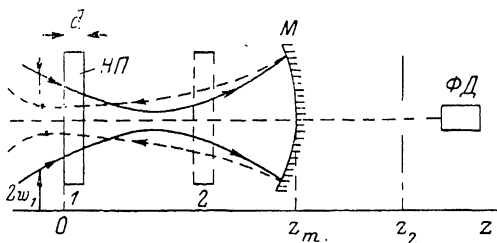


Рис. 1. Схема бистабильной оптической ячейки.

НП — нелинейная пластинка, М — зеркало обратной связи, Д — диафрагма, ФД — фотодетектор. 1 — положение НП до перетяжки входного пучка, 2 — положение НП после перетяжки.

ной грани кристалла. При этом параметры оптической системы ОС подобраны таким образом, что и изображение этой перетяжки также будет сдвигаться в сторону входной грани нелинейной среды. Интенсивность светового поля в кристалле увеличивается, что приводит к еще большей самофокусировке пучка и, следовательно, к дальнейшему возрастанию ОС. Эта сильная ОС будет поддерживать самофокусировку в нелинейной среде даже при снижении входной интенсивности ниже порога самофокусировки, что позволяет получить ОБ и гистерезис в данной схеме.

В эксперименте использовались тонкие кристаллические пластинки, толщина которых  $d$  была существенно меньше характерных масштабов нелинейной самофокусировки  $R_{nl} = (\omega_1 n_0 / 2n_2 I_0)^{1/2}$  и дифракционной длины  $R_d = k\omega_1^2 n_0 / 2$ . Поэтому прошедшее через кристалл поле можно представить в виде

$$A_1(\rho, d) = A_1(\rho, 0) \exp[i\Phi_{nl}(\rho)], \quad (2)$$

где  $\Phi_{nl}(\rho) = kdn_2 (|A_1(\rho, 0)|^2 + 2r|A_2(\rho, 0)|^2)$  — неоднородный по профилю пучка нелинейный набег фазы;  $r|A_2(\rho, 0)|^2$  — интенсивность отраженной от ЗОС части пучка в плоскости образца. Коэффициент 2 возникает из-за того, что рассматривается самовоздействие встречных пучков.

Теоретический анализ явления проводится на основании модового разложения взаимодействующих пучков. Такой подход позволяет разбить рассматриваемую задачу на два этапа: а) зарождение и усиление высших поперечных мод вследствие нелинейной фазовой модуляции в кристалле (преобразование коэффициентов модового разложения); б) преобразование модовых функций в цепи ОС. Для дальнейшего рассмотрения воспользуемся разложением взаимодействующих полей по полной ортонормированной системе функций

$$A_j(\rho, 0) = \sum_0^{\infty} a_n E_{nj}(\rho) \quad (j = 1, 2), \quad (3)$$

где

$$E_{nj}(\rho) = \frac{\sqrt{2/\pi} \exp[i(2n+1)\varphi_j]}{\omega_j} L_n \left[ \frac{2\rho^2}{\omega_j^2} \right] \exp \left[ -\frac{\rho^2}{\omega_j^2} - \frac{ik\rho^2}{2R_j} \right]$$

описывают поперечное распределение поля моды  $n$ ,  $L_n(x)$  — полиномы Лаггера, при этом параметры  $E_{n2}$  определяются из преобразования гауссова пучка  $E_{01}$  в цепи ОС методами матричной оптики.

Коэффициенты модового разложения, квадраты модуля которых  $|a_n|^2$  характеризуют мощность отдельных поперечных мод, определяются из соотношения

$$a_n = \pi w_1 \sqrt{2\pi T_0} \int_0^\infty \rho d\rho E_{n1}^*(\rho) E_{01}(\rho) \exp[i\Phi_{n1}(\rho)]. \quad (4)$$

На основании (3) и с учетом (4) восстановим поле отраженного от ЗОС пучка в плоскости образца. При переходе к безразмерной переменной  $y = 2c^2/w_1^2$  и с учетом конкретного вида модовых функций  $E_{n1}$  и  $E_{n2}$  получим

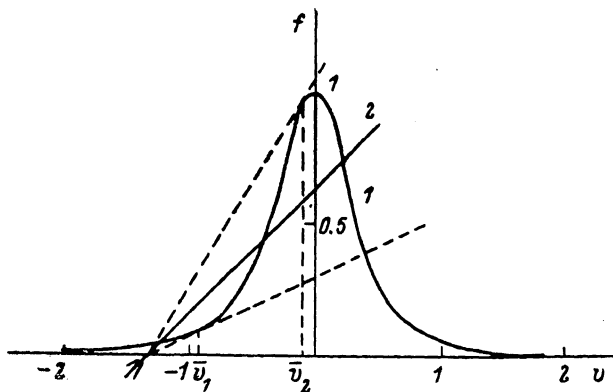


рис. 2. Методика графического анализа уравнения (7) ( $n_2 > 0$ ):  $f_1 = (1 + v^2)^{-2}$  (1),  $f_2 = b(V - \alpha)$  (2).

$v_1, v_2$  — абсциссы точек касания прямых, проходящих через точку  $(x, 0)$ , с функцией  $f_1$ .

замкнутое нелинейное интегральное уравнение для безразмерной интенсивности отраженного пучка

$$I_2(y) = (\beta^2/4) \int_0^\infty dy_1 \int_0^\infty dy_2 J_0(\beta \sqrt{y_1 y_2}) J_0(\beta \sqrt{y_1 y_2}) \times \\ \times \exp \left[ (-1/2) (p_1 y_1 + p_1^* y_2) + i \sum_{n=2}^\infty p_n (y_1^n - y_2^n) \right], \quad (5)$$

где

$$p_1 = 1 + i [\text{ctg}(\vartheta) + 2\chi (1 - 2rd\bar{I}_2/dy|_{y=0})], \quad p_n = (\chi/n!) [2rd^n \bar{I}_2/dy^n|_{y=0} + (-1)^n] \\ (n \geq 2).$$

Здесь  $\vartheta = \varphi_1 - \varphi_2$  и  $\beta = w_1/(w_2 \sin \vartheta)$  — дифракционный набег фазы на оси и относительное изменение поперечных масштабов исходного пучка при прохождении цепи ОС;  $\chi = kdn_2 I_0$  — нелинейный набег фазы в кристалле;  $J_0(y)$  — функция Бесселя нулевого порядка.

Дифференцируя нужное количество раз выражения (5) по поперечной координате  $y$ , можно получить систему уравнений для  $d^n \bar{I}_2/dy^n$ . При этом следует учесть, что первый член разложения  $p_1$  учитывает совместное влияние дифракционных явлений и нелинейного набега фазы в среде, в то время как высшие члены разложения ( $n \geq 2$ ) определяют нелинейные фазовые aberrации и в первом приближении при малых нелинейных набеге фазы могут быть отброшены ( $|p_2| \ll |p_1|^2$ ) или учитываться в качестве поправок.

В безабберрационном приближении ( $p_n = 0$  при  $n \geq 2$ ) можно сразу получить замкнутое уравнение [12]

$$d\bar{I}_2/dy|_{y=0} = -\beta^4/|p_1|^4. \quad (6)$$

Для удобства рассмотрения перейдем к новой переменной  $v = \text{ctg}(\vartheta) + 2x - 4r\alpha d\bar{I}_2/dy|_{y=0}$  и преобразуем (6) к виду

$$b(v - \alpha) = (1 + v^2)^{-2}, \quad (7)$$

где  $b = (4r\alpha\beta^4)^{-1}$ ,  $\alpha = \text{ctg}(\vartheta) + 2x$ . Решение (7) может быть найдено из условия пересечения куполообразной функции  $f_1 = (1 + v^2)^{-2}$  с прямой  $f_2 = b(v - \alpha)$ , коэффициенты которой зависят от интенсивности входного излучения (рис. 2).

Рассмотрим условия существования трех решений уравнения (7), что соответствует бистабильному режиму работы ОЯ.

1) Из графического анализа следует, что прямая должна пересекать ось ординат в верхней полуплоскости ( $-ab > 0$ ), т. е. нелинейное изменение фазы должно уменьшать дифракционное рассогласование пучков в цепи ОС.

2) Из условия совпадения прямой  $f_2$  с касательной к функции  $f_1$  следует, что величина нескомпенсированности дифракци-

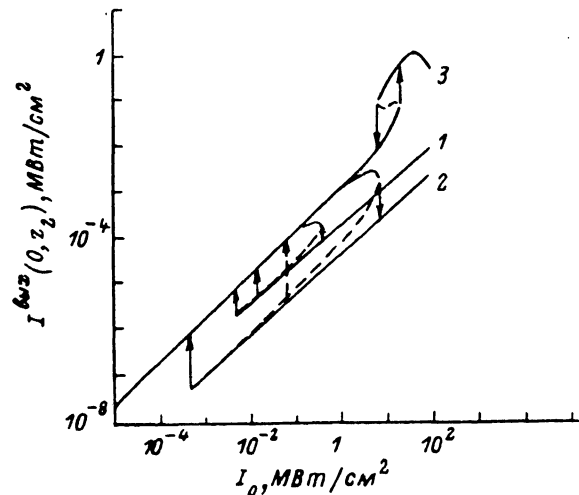


Рис. 3. Зависимость интенсивности пучка в плоскости детектора  $I(0, z_2)$  от входной интенсивности  $I_0$ .

1, 2 — кристалл размещен до плоскости перетяжки входного пучка,  $z_m = 40.5$  (1), 40.2 см (2); 3 — кристалл размещен за плоскостью перетяжки входного пучка,  $z_m = 36.2$  см.

онного и нелинейного фазовых набегов  $\alpha$  должна превышать некоторую наперед заданную величину  $\alpha^2 > 5/4$ . Тогда при фиксированном значении  $\alpha$  уравнение (7) имеет три решения, если тангенс угла наклона прямой  $f_2$  удовлетворяет системе неравенств

$$-4\bar{v}_1/(1 + \bar{v}_1^2)^3 \leq b \leq -4\bar{v}_2/(1 + \bar{v}_2^2)^3, \quad (8)$$

где  $\bar{v}_{1,2} = 2/5\alpha \pm (4\alpha^2/25 - 1/5)^{1/2}$  — абсциссы точек касания прямых, пересекающих ось  $v$  в точке  $\alpha$ , с функцией  $f_1$  (рис. 2).

Реально существующие бистабильные ОЯ имеют или малые геометрические размеры или нелинейный кристалл должен находиться вблизи центра кривизны ЗОС, поэтому дифракционный набег фазы в цепи ОС невелик  $|\vartheta| \ll 1$  и в первом приближении можно считать, что параметр фазового рассогласования  $\alpha$  определяется дифракционными явлениями  $|\alpha| \sim |\text{ctg}(\vartheta)| \gg 1 > |x|$ , в то время как наклон прямой  $f_2$  обратно пропорционален нелинейному набегу фазы. В рамках сделанного предположения на основании (8) получим оценки для границ области бистабильного режима работы ОЯ

$$-\text{ctg}(\vartheta)/(4r\beta^4) \leq x \leq -(4/5 \cdot \text{ctg}(\vartheta))^5/(16r\beta^4). \quad (9)$$

Как показывают оценки, сделанные на основании (9), область существования ОБ ( $\sim \text{ctg}^4 \vartheta$ ) может составлять несколько порядков по шкале входной интенсивности  $I_0$ . Поэтому оценка верхней границы переключения может быть завышена из-за того, что в (9) не учитывается вклад нелинейного набег фазы в параметр  $\alpha$ . Эту оценку можно уточнить, если использовать  $\alpha = \text{ctg}(\vartheta) [1 - (4\omega_2 \cos(\vartheta)/5\omega_1)^4]$  и вновь оценить верхнюю границу на основании системы неравенств (8).

С целью сопоставления теоретических результатов с данными эксперимента производились расчеты прошедшего через ОЯ поля в плоскости диафрагмы  $z_2$  (рис. 1). В безабберационном приближении

$$I_4^{\text{вх}}(y, z_2) \sim (1-r) I_0 \frac{\exp[-y^2 u^2 / (1 + (u - \text{ctg}(\vartheta) + v_i)^2)]}{1 + (u - \text{ctg}(\vartheta) + v_i)^2}, \quad (10)$$

где  $u = kw_1^2 (1 - z_2/R_1)/2z_2$ ; индекс « $i$ » может принимать значения  $i$  либо 1, 2, 3 (бистабильный режим) и соответствует  $i$ -й ветви пропускания ОЯ. Параметр  $v_i$  есть  $i$ -е решение уравнения (7) при заданном значении входной интенсивности  $I_0$ , которое рассчитывалось с помощью ЭВМ.

Расчеты проводились для ОЯ, сделанной на основе кристалла  $\alpha\text{-SiC}(6H)$ . В процессе вычислений варьировалось расстояние от образца до ЗОС  $z_m$ . Полученные зависимости выходной интенсивности  $I^{\text{вх}}(0, z_2)$  от  $I_0$  представлены на рис. 3. Кривые 1, 2 соответствуют такой схеме бистабильной

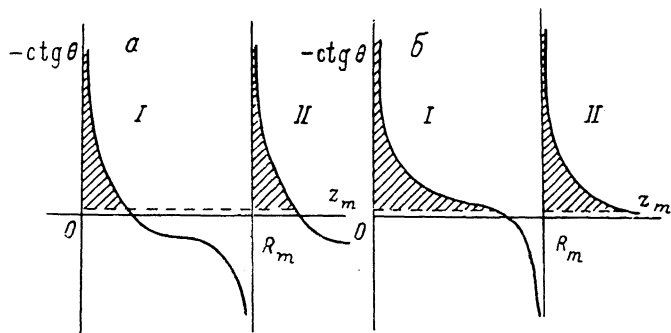


Рис. 4. Зависимость дифракционного рассогласования фазы в цепи обратной связи от расстояния между кристаллом и зеркалом  $z_m$ .

На кристалл падает сходящийся (а) и расходящийся (б) пучок. I — ближнее поле, II — дальнее.

ОЯ, когда образец помещается до плоскости перетяжки входного лазерного пучка, при этом на фотодетекторе регистрируются N-образные зависимости  $I^{\text{вх}}(I_0)$ . При размещении образца за плоскостью перетяжки входного пучка реализуется S-образная зависимость  $I^{\text{вх}}(I_0)$  (кривая 3); причем при больших значениях  $I_0 > 50$  МВт/см<sup>2</sup> теория предсказывает нелинейное ограничение интенсивности пучка в плоскости регистрации.

Расчеты показали, что режим работы ОЯ очень критичен к величине дифракционного рассогласования фаз пучков в цепи ОС и в первую очередь — к расстоянию от кристалла до ЗОС  $z_m$ . Слабое изменение параметра  $z_m$ , когда  $\Delta z_m/z_m < 0.01$  (рис. 3, кривые 1, 2), более чем на порядок изменяет диапазон области переключения и в несколько раз — величину контраста переключения. Такое поведение системы можно объяснить, если проанализировать зависимость дифракционного набега фазы  $\vartheta$  в цепи ОС от  $z_m$  (рис. 4).

В соответствии с необходимыми условиями существования бистабильного режима работы ОЯ при помещении кристалла до плоскости перетяжки входного пучка возможно в заштрихованных на рис. 4, а областях I и II. Область I соответствует случаю, когда дифракционные явления еще не сказываются и бистабильный режим работы поддерживается за счет слабого изменения поперечного сечения отраженного пучка в цепи ОС (ближнее поле). В области II наряду с указанным выше механизмом начинает проявляться и дифракционное преобразование нелинейной фазовой модуляции в поперечное распределение интенсивности (дальнее поле). При установке кристалла за плоскостью перетяжки входного пучка (рис. 4, б) области I и II достаточно широки и возможно плавное изменение гистерезисных характеристик ОЯ при изменении длины петли ОС.

В том случае, когда на кристалл падает сходящийся световой пучок (рис. 4, а), бистабильный режим работы возможен в двух узких областях: I)  $0 < z_m < z_{m1} \sim 1$  см, II)  $R_m = 40$  см  $< z_m < z_{m2} \sim 41$  см, ширина кото-

рых увеличивается по мере того, как возрастает исходный радиус кривизны волнового фронта  $R_1$ . На рис. 4, а хорошо видно, как небольшое приращение длины петли ОС в указанных областях приводит к большому изменению  $\text{ctg}(\varphi)$  и, как следствие, к существенной трансформации гистерезисных характеристик ОЯ. Численные расчеты показали, что даже при установке плоского зеркала вблизи выходной грани кристалла (в области I) глубины ОС хватает для поддержания бистабильного режима работы ОЯ. В области II существование бистабильного режима подтверждается как численными расчетами, так и данными эксперимента.

Если верхняя граница области существования ОБ хорошо согласуется с экспериментом, то нижнюю границу ОБ теория предсказывает при очень малых интенсивностях (рис. 3). Возможно, что в силу безаберрационного приближения вблизи нижней границы области бистабильности завышено усиление цепи ОС, так как ветви малого пропускания на детекторе соответствует ветвь с большими значениями интенсивности  $I_2$  на нелинейном кристалле. Кроме того, указанные расхождения теории и эксперимента можно объяснить следующим образом. Используемое в эксперименте излучение рубинового лазера флуктуирует (флуктуации составляют  $\sim 5\%$  от  $I_0$ ). При уменьшении входной интенсивности в области  $I_0 < 1$  МВт/см<sup>2</sup> нижняя устойчивая и промежуточная неустойчивая ветви характеристической кривой ОЯ сходятся настолько близко, что вследствие флуктуаций входной интенсивности система легко может переключиться с нижней устойчивой ветви на промежуточную, а с нее — на верхнюю устойчивую ветвь пропускания. Поэтому в данной области значений  $I_0$  две ветви пропускания ОЯ являются физически неразличимыми при облучении кристалла флуктуирующим лазерным пучком. Наиболее вероятное переключение с нижней ветви на верхнюю обозначено на рис. 3 стриховой стрелкой (кривые 1, 2) и согласуется с экспериментальными данными.

Таким образом, в работе развит теоретический подход, позволяющий получать аналитические оценки параметров ОЯ (порогов и контраста переключения) в зависимости от степени нескомпенсированности дифракционного рассогласования фазы пучка в цепи ОС и нелинейного набега фазы в кристалле для разных геометрий ОЯ. Подчеркнута роль флуктуаций излучения лазерного источника на формирование диапазона и контраста переключения ОЯ.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Экспериментальная реализация поперечной ОБ осуществлялась по схеме (рис. 1). Источником излучения служил одномодовый рубиновый лазер, генерирующий импульсы света длительностью  $\sim 15$  нс с энергией  $\sim 30$  мДж. В качестве нелинейной среды использовался кристалл карбида кремния  $\alpha\text{-SiC}(6H)$  толщиной  $d=0.05$  см, в котором ранее наблюдалась самофокусировка излучения рубинового лазера [15]. Лазерный пучок фокусировался линзой с фокусным расстоянием  $f=14.5$  см и направлялся на нелинейный кристалл, за которым на расстоянии  $z_m$  располагалось вогнутое сферическое ЗОС  $M$  с радиусом кривизны  $R_m=40$  или 4 см и коэффициентом отражения  $r=0.9$ . Непосредственно за зеркалом  $M$  находилась диафрагма  $D$  с диаметром  $\phi=0.5$  мм, которая вырезала центральную часть пучка на выходе схемы. Прошедшие через ОЯ импульсы регистрировались с помощью системы коаксиальный фотоэлемент—осциллограф с временным разрешением 2.5 нс.

ОБ обнаруживается в выходном излучении при нарастании и последующем уменьшении интенсивности на входе ОЯ. При импульсном возбуждении участком нарастания интенсивности служит фронт импульса, участком уменьшения — его спад. Таким образом, обеспечив интенсивность выше некоторого критического значения, должны наблюдаться

скачки интенсивности на выходе ОЯ, совпадающие по времени с фронтом и спадом входного импульса.

При помещении кристалла в положение 1 (рис. 1) данная схема в соответствии с теорией должна иметь N-образную характеристическую кривую и при превышении входной интенсивности выше некоторого критического значения должна переключаться в состояние с низким пропусканием. На рис. 5, а представлены осциллограммы входного (1) и выходного (2) импульсов излучения, полученные в данной геометрии эксперимента. Здесь же представлена кривая 3 выходной интенсивности, полученная на основании численного решения уравнения (8) для импульсного

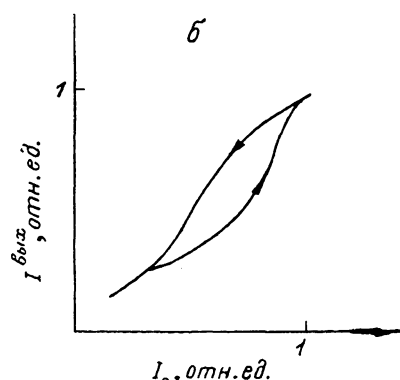
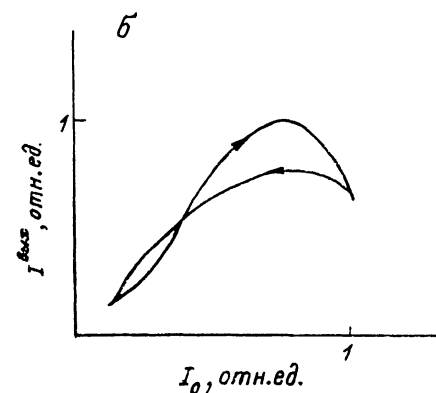
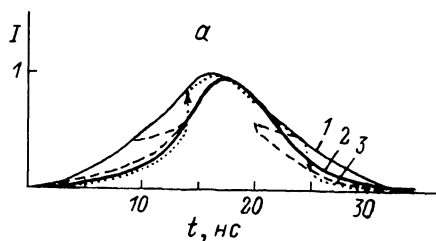
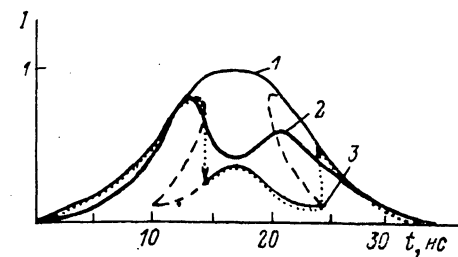


Рис. 5.

Рис. 6.

а — осциллограммы входного (1), выходного (2) импульсов и рассчитанный (3) профиль выходного импульса (рис. 1, 1). Штриховые линии — неустойчивые участки на кривой 3; б — зависимость выходной интенсивности от входной, рассчитанная на основе осциллограмм 1 и 2.

а' б — то же, что и на рис. 5.

входного излучения. Теория качественно согласуется с экспериментом. Соответствующая зависимость выходной интенсивности от входной (рис. 5, б), полученная на основании осциллограмм 1, 2, проявляет гистерезисный характер с направлением обхода по часовой стрелке, что соответствует характеристической кривой N-типа.

Ситуация существенно изменяется при перемещении нелинейного кристалла в положение 2 (рис. 1). В этом случае ОЯ в соответствии с теорией должна иметь S-образную характеристическую кривую и при превышении входной интенсивности выше некоторого критического значения будет переключаться в состояние с высоким пропусканием. Осциллограммы импульсов входного (1) и выходного (2) излучения, полученные в данной геометрии, представлены на рис. 6, а. Кривая 3 — импульс выходного излучения, полученный на основании численного решения (8). Зависимость  $I^{\text{вых}}$  ( $I_0$ ), рассчитанная на основе экспериментальных данных, представлена на рис. 6, б. Видно, что петля гистерезиса имеет направление обхода против часовой стрелки и соответствует характеристической кривой S-типа.

Анализ временных характеристик переключения данной схемы поперечной ОБ показывает, что время переключения зависит от времени установления поля в ОЯ ( $t=2z_{\text{н}}/c$ ) и времени релаксации нелинейной

среды. Время установления поля в ячейке при  $z_m \sim R_m = 4$  см составляет  $t = 2.7 \cdot 10^{-10}$  с, время релаксации нелинейности в кристаллах карбида кремния, измеренное нами экспериментально [16], составило  $\sim 10^{-11}$  с. Следовательно, время переключения ОЯ в данной схеме определяется в основном геометрическими размерами ОЯ и, очевидно, составляет величину  $\sim 10^{-10}$  с.

В заключение отметим, что уменьшение радиуса кривизны ЗОС или использование ЗОС в ближней зоне (область I на рис. 4) легко позволит уменьшить время установления поля в ОЯ до  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  с, и тогда время переключения ОЯ будет определяться в основном временем релаксации нелинейности.

#### Список литературы

- [1] Gibbs H. M., McCall S. L., Venkatesan I. N. C. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. N 19. P. 1135—1138.
- [2] Апанасевич С. П., Карпушко Ф. В., Сеницын Г. В. // Квант. электр. 1985. Т. 12. № 2. С. 387—390.
- [3] Рывкин Б. С. // ФТП. 1985. Т. 19. № 1. С. 3—27.
- [4] Днепровский В. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. Т. 50. № 4. С. 661—669.
- [5] Bischofberger T., Shen Y. R. // Phys. Rev. A. 1979. V. 19. N 3. P. 1169—1176.
- [6] Гиббс Х. М. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. С. 193—199.
- [7] Dagenais M., Winful H. G. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. P. 574—576.
- [8] Kaplan A. E. // Opt. Lett. 1981. V. 6. N 8. P. 360—362.
- [9] Bjorkholm J. E., Smith P. W., Tomlinson W. J., Kaplan A. E. // Opt. Lett. V. 6. N 7. P. 345—347.
- [10] Борщ А. А., Бродин М. С., Лукомский В. П., Семиошко В. Н. // А. с. 1182472. БИ. 1985. № 36.
- [11] Борщ А. А., Бродин М. С., Семиошко В. Н. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 6. С. 345—349.
- [12] Khoo I. C., Yan P. Y., Liu T. H., Shepard S., Hou J. Y. // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. N 5. P. 2756—2764.
- [13] Борщ А. А., Бродин М. С., Лукомский В. П., Семиошко В. Н. // Квант. электр. 1987. Т. 14. № 4. С. 736—742.
- [14] LeBerre M., Ressayre E., Tallet A., Tai K., Gibbs H. M. // IEEE J. Quant. Electron. 1985. V. 21. N 9. P. 1404—1418.
- [15] Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 3. С. 938—942.
- [16] Борщ А. А., Бродин М. С., Волков В. И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 4. С. 235—239.

Институт физики АН УССР  
Киев

Поступило в Редакцию  
22 января 1990 г.  
В окончательной редакции  
22 мая 1990 г.