

13. Торчигин В. П. Поляризационный аналог интерферометра Маха — Цандера в качестве полностью оптического вентиля // Там же.
14. Торчигин В. П. Распространение волн в системе из связанных нелинейных световодов // Там же.
15. Торчигин В. П. Волноводный аналог нелинейного резонатора Фабри — Перо // Там же.
16. Торчигин В. П., Синелобов И. А., Стребез Д. С. и др. Симметричные оптические переключатели на основе связанных резонаторов Фабри — Перо // Там же.—№ 5.
17. Торчигин В. П., Синелобов И. А., Стребез Д. С. и др. Оптические логические элементы на основе трех взаимно связанных нелинейных световодов // Там же.
18. Торчигин В. П. Чисто оптические логические элементы на основе распределенно связанных световодов с нелинейным поглощением // Там же.
19. Торчигин В. П. Оптические логические элементы на основе нелинейных интерференционных фильтров // Там же.
20. Torchigin V. P. et al. Symmetrical all-optical gates based on coupled nonlinear Fabry — Perot resonators // ICO Intern. Topical Meeting on OPTICAL COMPUTING.—Minsk, 1992, June 29 — July 1.—P. 29E7.
21. Torchigin V. P. et al. Symmetrical all-optical gates based on coupled nonlinear Fabry — Perot resonators and coupled nonlinear waveguides // Ibid.
22. Торчигин В. П. О некоторых механизмах возникновения автомодуляционных колебаний в СВЧ-параметронах // Радиотехника и электроника.—1967.—13, № 6.

Поступила в редакцию 23 марта 1992 г.

УДК 621.376 : 537.84

И. Н. Кушнарев, С. Н. Шарангович

(Томск)

БИСТАБИЛЬНОСТЬ АКУСТОЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОПТОЭЛЕКТРОННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрены бистабильные процессы при акустоэлектрооптическом взаимодействии с оптоэлектронной обратной связью. Определены условия получения оптической, расстройной и электрической бистабильности в условиях сильного акустоэлектрооптического взаимодействия.

Введение. В последнее время большой интерес привлекают исследования эффектов оптической бистабильности в различных нелинейных системах [1]. Это обусловлено тем, что на их основе возможно построение бистабильных оптических элементов, являющихся одними из основных компонентов для реализации логических, переключательных функций и элементов памяти в оптических цифровых системах обработки информации.

Использование акустооптического взаимодействия для реализации оптической бистабильности рассматривалось в [2], посвященной исследованию собственно оптической бистабильности в распределенном резонаторе, созданном звуковой волной в материале с нелинейным поглощением. В [3] сообщалось об исследовании различных бистабильных режимов акустооптической системы с оптоэлектронной обратной связью по акустическому входу. Однако быстродействие описанных в [2, 3] систем ограничено. Гораздо более высоким быстродействием обладают гибридные бистабильные устройства с электрооптической обратной связью [1]. В связи с проблемой создания быстродействующих, многофункциональных бистабильных устройств представляет интерес одновременное использование акусто- и электрооптических взаимодействий. Можно ожидать, что это даст возможность создать быстродействующие бистабильные устройства с перестраиваемыми в процессе работы параметрами.

Целью данной работы является теоретическое исследование гибридной оптической бистабильности, возникающей при акустоэлектрооптическом взаимодействии (АЭОВ) в электрооптических кристаллах.

Теоретическая модель. Рассмотрим АЭОВ в анизотропной электрооптической среде, помещенной во внешнее однородное электрическое поле $E_e = e_e E$, диэлектрическая проницаемость $\hat{\epsilon}$ которой возмущена акустическим полем U с амплитудой U_a :

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \Delta\hat{\epsilon}_e + 0,5\{\Delta\hat{\epsilon}'U_a \exp[i(\Omega_0 t - K_0 r)] + \text{к.с.}\}, \quad (1)$$

где Ω_0, K_0 — частота и волновой вектор поля U . Для удобства будем считать, что электрическое E_e и акустическое U_a поля пространственно сосредоточены в слое кристалла толщиной L , и ограничимся рассмотрением одномерного случая квазиколлинеарного АЭОВ, геометрия которого показана на рис. 1. Полагая, что на возмущенную область кристалла падает световой пучок с амплитудой E^0 , поляризацией e_0 , частотой ω_0 и волновым вектором k_0 , световое поле E в области АЭОВ представим в виде

$$E = 0,5\{e_0 E_0(r) \exp[i(\omega_0 t - k_0 r)] + e_1 E_1(r) \exp[i(\omega_1 t - k_1 r)] + \text{к.с.}\}, \quad (2)$$

где $e_j, k_j, \omega_j, E_j(r)$ — поляризации, волновые векторы, частоты и медленноменяющиеся амплитуды взаимодействующих световых волн.

Параметры e_j, k_j находятся из волновых уравнений, описывающих распространение плоских волн в отсутствие возмущающего действия звукового поля:

$$[k_j k_j - k_j k_j - (\hat{\epsilon}_0 + \Delta\hat{\epsilon}_e) \omega_j^2 / c^2] e_j = 0, \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме;

$$\Delta\hat{\epsilon} = -\hat{\epsilon}_0 (\hat{r}_e \epsilon_e) \hat{\epsilon}_0 \bar{E}_e \quad (4)$$

— возмущение $\hat{\epsilon}_0$, вызванное электрическим полем E_e ; \hat{r}_e — электрооптический тензор.

Амплитуды $E_{0,1}(l)$ в (2) определяются уравнениями связанных волн, полученными стандартным путем:

$$\begin{aligned} dE_1(l)/dl &= -iC_0 E_0(l) \exp[-i\Delta K l], \\ dE_0(l)/dl &= -iC_1 E_1(l) \exp[+i\Delta K l], \end{aligned} \quad (5)$$

где l — координата вдоль $\text{grad}E_j$ в области АЭОВ; $C_j = k_0(e_0 \Delta\hat{\epsilon} e_1) U_m / (4n_j \cos\beta_j \cdot \cos\varphi_j)$ — коэффициенты АО-связи; k_0 — волновое число света в вакууме; φ_j — углы между групповыми нормальными N_{gj} световых волн E_j и их градиентом $\text{grad}E_j$ (рис. 2); $\cos\beta_j = \vec{n}_j \vec{n}_{ej}$; n_j, N_j — показатели преломления и волновые нормали;

$$\Delta K = |k_0 - k_1 + K_0| =$$

$$= \Delta K(\Theta_0, f_0) + \Delta K_e(E_e), \quad (6)$$

$\Delta K(\Theta_0, f_0)$ — начальная фазовая расстройка, являющаяся функцией угла падения Θ_0 волны E_0 и частоты звука f_0 ; $\Delta K_e(E_e) = C_e E_e$ — фазовая расстройка, наведенная полем E_e .

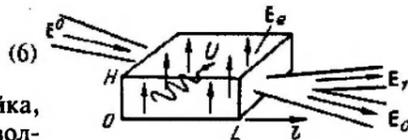


Рис. 1. Геометрия квазиколлинеарного АЭОВ

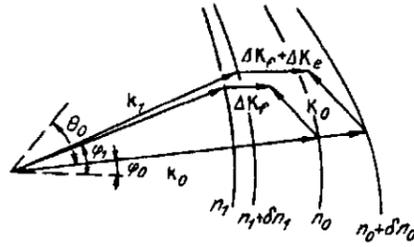


Рис. 2. Векторная диаграмма АЭОВ

Рис. 2. Векторная диаграмма АЭОВ, имеет следующий вид:

$$I_1 = I^0 (b^2/4) \text{sinc}^2 [(b^2 + \Delta K^2)^{0.5}/2], \quad (8a)$$

$$I_0 = I^0 \{ \cos^2 [(b^2 + \Delta K^2)^{0.5}/2] + (\Delta K^2/4) \text{sinc}^2 [(b^2 + \Delta K^2)^{0.5}/2] \}. \quad (8b)$$

Здесь введены безразмерные параметры, характеризующие степень фазового синхронизма акустической и оптической волн $\Delta K = \Delta KL$, величину акусто-оптической связи $b = \sqrt{C_0 C_1} L$.

Нелинейный характер зависимостей I_1, I_0 от параметра ΔK в (8) позволяет реализовать бистабильный режим АЭОВ при введении оптоэлектронной обратной связи, обеспечивающей пропорциональность наведенной полем E_e фазовой расстройки ΔK , интенсивности I_1 или I_0 .

На рис. 3 представлена схема, реализующая указанный режим по первому дифракционному порядку и относящаяся к классу гибридных бистабильных устройств [1]. В данном устройстве бистабильный режим АЭОВ обеспечивается за счет выбора рабочей точки на нелинейных участках амплитудных или расстройочных характеристик сильного АЭОВ $I_1(b, \Delta K)$, а также глубины β обратной связи, состоящей из светоделительной пластинки 4, малоинерционного фотоприемника 5, усилителя 6, выходное напряжение которого $U_e \approx I_1$ прикладывается к металлическим электродам 3 и создает в электрооптическом кристалле 1 напряженность $E_e \approx U_e/H$.

Вследствие электрооптической обратной связи величина фазовой расстройки АЭОВ ΔK в (8) принимает значение

$$\Delta K = \Delta K_f + \beta I_1, \quad (9)$$

где $\Delta K_f = \Delta K(\Theta_0, f_0)L$; $\beta = C_0 R G T L / H$; R — энергетический коэффициент отражения пластинки 4; T, G — коэффициенты передачи фотоприемника 5 и усилителя 6; H — высота (см. рис. 1). В результате решение (8a) становится нелинейным уравнением состояния относительно I_1 , определяющим бистабильные свойства АЭОВ:

$$I_1 = (b^2/4) \text{sinc}^2 \times [(b^2 + (\Delta K_f + \beta I_1)^2)^{0.5}/2], \quad (10)$$

Рис. 3. Схема бистабильного устройства на основе АЭОВ с оптоэлектронной обратной связью по 1-му дифракционному порядку:

1 — электрооптический кристалл; 2 — пьезопреобразователь; 3 — металлические электроды; 4 — светоделительная пластинка; 5 — малоинерционный фотоприемник; 6 — усилитель

где $I_1 = I_1/I^0$ — нормированная интенсивность.

Бистабильный режим АЭОВ, как следует из (10), может достигаться тремя различными способами: изменением интенсивности I^0 (оптическая бистабильность); изменением частоты f_0 , угла Θ_0 или постоянной составляющей поля E_c (расстроечная бистабильность); изменением амплитуды электрического сигнала $U_a \approx U_0$ на входе преобразователя 2 на рис. 3 (электрическая бистабильность).

Результаты численного моделирования. Области изменения параметров $b, \Delta K_f, \beta I^0$, при которых наблюдается бистабильный режим АЭОВ, определялись путем численного решения уравнения (10). На рис. 4—6 представлены результаты решений для различных реализаций бистабильного режима АЭОВ.

Общим условием получения бистабильности, согласно (10), является наличие начальной отстройки ΔK_f , величина которой должна быть больше ширины аппаратной функции $I_1(\Delta K)$ (см. (8a)), т. е. $|\Delta K_f| \geq 4$. В этом случае при $\Delta K_f > \beta I^0 I_1$ обеспечивается первое устойчивое состояние $I_{0,1}$. С ростом параметров $b, \beta I^0$, когда происходит компенсация $\Delta K_f \approx -\beta I^0 I_1$, осуществляется переход $I_{0,1}$ во второе устойчивое состояние.

Из графиков, приведенных на рис. 4, видно, что порог электрической бистабильности для $\Delta K_f = -4,5$ наступает при $\beta I^0 \geq 4$ и $b > 3$. С ростом βI^0 область бистабильности $I_1(b)$ расширяется и смещается в сторону больших значений b , а величина скачка при переходе с верхней ветви на нижнюю уменьшается. Это приводит к снижению контраста переключения $D = I_{1\max}/I_{1\min} < 25$.

Для режима оптической бистабильности АЭОВ, как видно из сравнения рис. 4 и рис. 5, характер переключения изменяется на противоположный. Бистабильность наступает при $b > 3$ и $\beta I^0 > 4$. С ростом b порог наступления $(\beta I^0)_m$ и ширина области бистабильности $\Delta(\beta I^0)$ возрастают. Величина контраста переключения $D < 15$.

Графики расстроечной бистабильности АЭОВ показаны на рис. 6 для $\beta I^0 \approx 6$. Минимальное значение b , при котором наблюдается бистабильность, около 2. С ростом b в диапазоне $2 < b < 3$ происходит расширение области бистабильности и увеличение контраста переключения D с ≈ 10 до ≈ 40 . При дальнейшем возрастании $b > 3$ наблюдается обратный процесс, и при $b \geq 4,5$ — срыв бистабильного режима.

Закключение. Таким образом, результаты численного моделирования АЭОВ с обратной связью показывают возможность осуществления трех различных режимов бистабильности и управления их параметрами. Наиболее эффективными и быстродействующими являются оптический и расстроечный

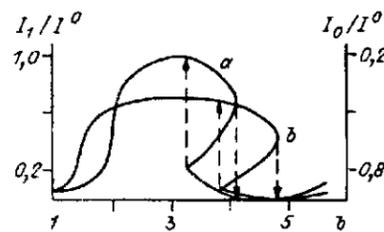


Рис. 4. Зависимости относительной интенсивности I_1/I^0 и I_0/I^0 от параметра b , иллюстрирующие режим электрической бистабильности АЭОВ:

$$a - \Delta K_f = -4,5, \beta I^0 = 5; b - \Delta K_f = -4,5, \beta I^0 = 9$$

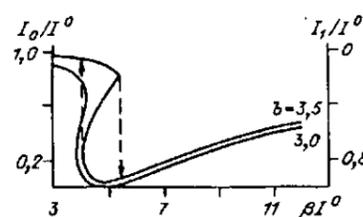


Рис. 5. Зависимости относительной интенсивности I_0/I^0 и I_1/I^0 от параметра βI^0 при $\Delta K_f = -4,5$, иллюстрирующие режим оптической бистабильности АЭОВ

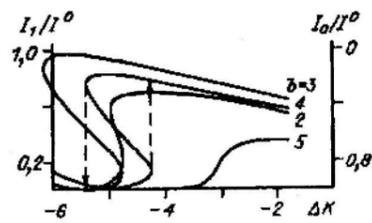


Рис. 6. Зависимости относительной интенсивности I_0/I^0 и I_1/I^0 от параметра ΔK для разных b , иллюстрирующие режим расстройной бистабильности АЭОВ

бистабильные режимы АЭОВ, оптимальные условия наступления которых — одновременное выполнение соответственно $\beta I^0 > 3,5$,

$|\Delta K_f| \approx 4,5$, $b \approx 3,5$ и $|\Delta K_f| > 4$, $\beta I^0 \approx 6$, $b \approx 3$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гиббс Х. Оптическая бистабильность. — М.: Мир, 1988.
2. Исаджания Е. Г., Копенкин А. Д., Шкердин Г. Н. Оптическая бистабильность в распределенном резонаторе с нелинейным поглотителем // Радиотехника и электроника. — 1987. — 32, № 12.
3. Балакшиев В. И., Казарьян А. В. Бистабильность в акустооптической системе с обратной связью // Проблемы оптической памяти: Тез. докл. Всесоюз. конф. — М., 1990.

Поступила в редакцию 4 марта 1992 г.