

# Квазиколлинеарная акустооптическая фильтрация полихроматических световых волн в двумерных фотонных кристаллах

Г. В. Кулак, Т. В. Николаенко, Л. А. Тозик

Мозырский государственный педагогический университет, Мозырь, Беларусь;  
e-mail: [t.nicolaenco@tut.by](mailto:t.nicolaenco@tut.by)

Исследована квазиколлинеарная акустооптическая фильтрация световых волн на сдвиговых ультразвуковых волнах в двумерных фотонных кристаллах: Si-SiO<sub>2</sub>. Показано, что наименьшая ширина полосы акустооптической фильтрации в условиях квазиколлинеарной акустооптической дифракции достигается при параметре заполнения фотонного кристалла равном единице; наибольшая эффективность дифракции достигается при нулевом значении параметра заполнения.

**Ключевые слова:** квазиколлинеарная акустооптическая дифракция; фотонный кристалл; эффективность дифракции; полоса пропускания; акустооптическая фильтрация.

## Quasi-collinear acousto-optical filtering of polychromatic light waves in two-dimensional photon crystals

G. V. Kulak, T. V. Nikolaenko, L. A. Tozik

Mozyr State Pedagogical University, Mozyr, Belarus, e-mail: [t.nicolaenco@tut.by](mailto:t.nicolaenco@tut.by)

Quasi-collinear acousto-optical filtration of light waves on shear ultrasonic waves in two-dimensional photon crystals: Si-SiO<sub>2</sub> has been investigated. The smallest acousto-optical filtration bandwidth under quasi-collinear acousto-optical diffraction is shown to be achieved with the photon crystal filling parameter equal to one; maximum diffraction efficiency is achieved at zero value of filling parameter.

**Keywords:** quasi-collinear acousto-optical diffraction; photon crystal; diffraction efficiency; bandwidth; acousto-optical filtration.

### Введение

В работе [1] развита методика расчета зависимостей угла Брэгга от частоты света и ультразвука в фотонных кристаллах при изотропной и анизотропной акустооптической (АО) дифракции. Показано, что в двумерных фотонных кристаллах (ФК) на основе кремния (Si), являющемся матрицей, и кварца (SiO<sub>2</sub>), являющемся включением, возможна анизотропная (с изменением поляризации) брэгговская АО дифракция света на ультразвуке. Условия применимости одноволнового приближения, при котором достаточно использовать лишь по одной из блоховских волн периодической структуры ФК для дифракционных порядков, исследованы в работе [2].

### 1. Теоретические результаты и их обсуждение

Предположим, что в двумерном ФК вдоль оси  $Y$  распространяется сдвиговая ультразвуковая (УЗ) волна. Световая волна, как показано на рис. 1, распространяется под углом  $\alpha$  к оси  $X$ . Тогда световая волна с волновым вектором  $\vec{k}_0$  и частотой

$\omega$  дифрагирует на УЗ волне с волновым вектором  $\vec{K}$  и частотой  $\Omega$ . В ФК, характеризуемом вектором обратной решетки  $\vec{G}$ , выполняется условие пространственного и временного синхронизма [1]:

$$\vec{k}_0 + \vec{K} + \vec{G} = \vec{k}_1 + \Delta\vec{k}, \omega_1 = \omega + \Omega, \quad (1)$$

где  $\Delta\vec{k}$  - отстройка фазового синхронизма.

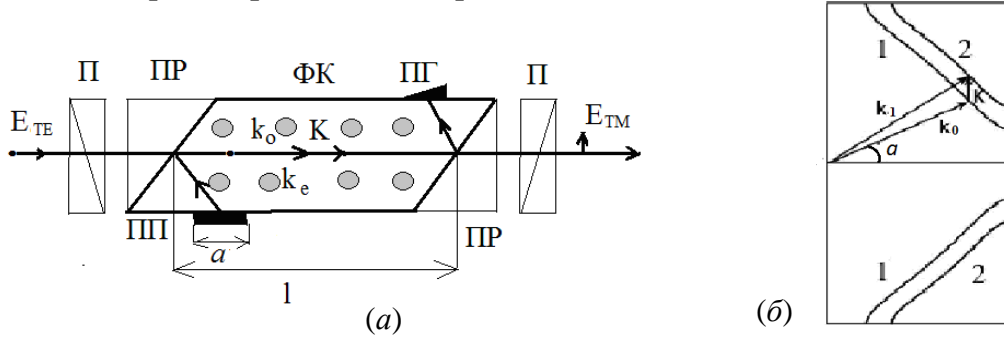


Рис. 1.(а) Схема квазиколлинейрной АО дифракции в ФК на сдвиговой SZ- УЗ волне (П(А) – поляризатор (анализатор), ПР – призма, ПП – пьезопреобразователь, ПГ – поглотитель, ФК – фотонный кристалл,  $a$  – длина ПП,  $l$  – длина АО взаимодействия); (б) диаграмма волновых векторов падающего (ТЕ) и дифрагированного (ТМ) света при заданной частоте ( $f_s$ ) ультразвука и длине волны ( $\lambda$ ) света

На рис. 1, б представлены векторные диаграммы для волн различной поляризации при анизотропной брэгговской дифракции. При этом возможны два типа анизотропной дифракции: ТЕ-ТМ-преобразование и ТМ-ТЕ-преобразование.

Система уравнений связанных волн, описывающая анизотропную брэгговскую дифракцию, имеет вид:

$$q_{00} \frac{dA_0}{dx} = \delta_{01} A_1 e^{-i\Delta kx}, \quad q_{11} \frac{dA_1}{dx} = \delta_{10} A_0 e^{i\Delta kx}, \quad (5)$$

где  $q_{\alpha\beta}, \delta_{\alpha\beta}$  – скалярные коэффициенты;  $A_0(0) = A, A_1(0) = 0$ , где  $A$  – амплитуда падающей волны.

Расчеты показывают, что анизотропная АО дифракция возможна лишь на сдвиговой SZ-волне при ТЕ-ТМ-преобразовании и при ТМ-ТЕ-преобразовании в структуре, состоящей из оптически изотропных материалов, например  $\text{SiO}_2$ , и Si. Тогда, при условии точного брэгговского синхронизма, скалярные коэффициенты системы (5) находим при ТЕ-ТМ-преобразовании из соотношений:

$$\begin{aligned} q_{00} &= \zeta_{33}(k_{0y} - k_{0x}), \delta_{01} = \left[ (k_{0x} - k_{0y}) \Delta \zeta_{23} k_{1x} \right] / 2, \\ q_{11} &= -\zeta_{22} k_{1x}, \delta_{01} = \left[ (k_{0y} - k_{0x}) \Delta \zeta_{23} k_{1x} \right] / 2, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $k_{0x} = k \cos \alpha, k_{1x} = k \cos \alpha, k_{0y} = k \sin \alpha, k_{1y} = k \sin \alpha + K$  и коэффициенты тензора диэлектрической непроницаемости и приращения тензора диэлектрической непроницаемости подчиняются соотношениям:

$$\zeta_{\alpha\beta}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \varepsilon_{\alpha\beta}^{-1}(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \Delta\zeta_{\alpha\beta}(\vec{G}) = \frac{1}{S} \int_S \Delta\varepsilon_{\alpha\beta}^{-1}(\vec{r}) e^{-i\vec{G}\vec{r}} d^2\vec{r}, \quad (7)$$

причем  $S$  – площадь элементарной ячейки двумерного ФК. При ТМ-ТЕ-преобразовании следует полагать

$$\begin{aligned} q_{00} &= -\zeta_{22}k_{1x}, \delta_{01} = [(k_{0x} - k_{0y})\Delta\zeta_{23}k_{1x}] / 2, \\ q_{11} &= \zeta_{33}(k_{0y} - k_{0x}), \delta_{01} = [(k_{0y} - k_{0x})\Delta\zeta_{23}k_{1x}] / 2. \end{aligned} \quad (8)$$

При дифракции на сдвиговой SZ УЗ волне в системе ФК SiO<sub>2</sub>-Si следует полагать:  $\Delta\zeta_{23} = [f\pi_{44}^{(1)} + (1-f)\pi_{44}^{(2)}] \tilde{T}_{23}$ , где  $\pi_{44}^{(1,2)}$  – пьезооптические коэффициенты соответственно включения («1») и матрицы («2») [4];  $f$  – параметр заполнения материала ФК ( $0 \leq f \leq 1$ );  $\tilde{T}_{23}$  – амплитуда тензора напряжений в поле сдвиговой SZ- волны. Амплитуда тензора напряжений дается соотношением:

$$\tilde{T}_{23} = \left\{ P_a / h\nu_g [fs_{44}^{(1)} + (1-f)s_{44}^{(2)}] \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

где  $P_a$  – мощность УЗ волны,  $h$  – ширина пьезопреобразователя,  $\nu_g$  – групповая скорость сдвиговой УЗ волны,  $s_{44}^{(1,2)}$  – компоненты тензора упругих податливостей соответственно включения («1») и матрицы («2») [4]. Компоненты обратного тензора диэлектрической непроницаемости находим из соотношения [1]:  $\zeta_{22} = \zeta_{33} = 1/\varepsilon = f/\varepsilon^{(1)} + (1-f)/\varepsilon^{(2)}$ . Эффективность АО дифракции дается соотношением

$$\eta = \frac{q^2 \sin^2 \left( l \sqrt{q^2 + (\Delta k / 2)^2} \right)}{q^2 + (\Delta k / 2)^2}, \quad (10)$$

где,  $q = 2\pi n^2 \cos(\alpha + \pi/4) \Delta\zeta_{33} / 2\sqrt{2}\lambda$ ,  $\Delta k = \pi\lambda f_s \Delta f / n\nu_g^2$ , причем  $f_s$  – частота УЗ волны,  $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_B)$  – отстройка длины волны света от брэгговской ( $\lambda_B$ ),  $n = \sqrt{\varepsilon}$ .

На рис. 2 представлена зависимость эффективности дифракции  $\eta$  от мощности ультразвука  $P_a$  при различных значениях параметра заполнения ФК  $f$ .

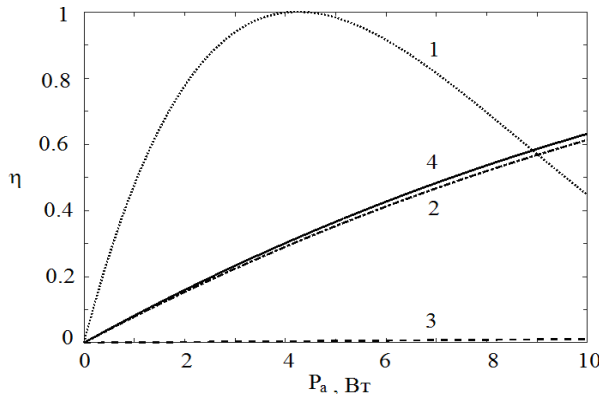


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракции  $\eta$  от мощности ультразвука  $P_a$  при различных значениях параметра заполнения ФК  $f$ :

$$1 - 0; 2 - 0,2; 3 - 0,5; 4 - 1$$

$$(n_1 = \sqrt{\varepsilon^{(1)}} = 1,51, n_2 = \sqrt{\varepsilon^{(2)}} = 3,43;$$

$$\lambda = 3 \text{ мкм}, \nu \approx \nu_g = 4600 \text{ м/с}, \alpha = 65^\circ)$$

Из рис. 2 следует, что наибольшая эффективность АО дифракции достигается при значении параметра заполнения, близком к  $f \approx 0$ . При этом материал приобретает свойства кварца. Данная особенность связана со значительно большим значением показателя преломления кварца по сравнению с кремнием.

На рис. 3 представлена зависимость эффективности дифракции  $\eta$  от параметра отстройки длины волны свете от брэгговской  $\Delta\lambda$  при различных значениях параметра заполнения ФК  $f$ .

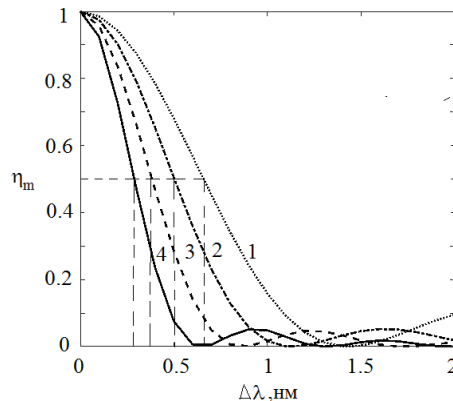


Рис.3. Зависимость эффективности дифракции  $\eta_m = \eta / \max(\eta)$  от параметра отстройки длины волны свете от брэгговской  $\Delta\lambda$  при различных значениях параметра заполнения ФК  $f$ : 1-0, 2-0,2, 3-0,5, 4-1  $n_1 = \sqrt{\epsilon^{(1)}} = 1,51, n_2 = \sqrt{\epsilon^{(2)}} = 3,43$ ;  $\lambda = 3$  мкм,  $v \approx v_g = 4600$  м/с,  $P_a = 10$  Вт,  $\alpha = 65^\circ$ ).

Из рис. 3 следует, что наименьшая полоса АО фильтрации  $\Delta\lambda_{1/2}$  по уровню 50 % от максимума достигается для параметра заполнения  $f \approx 1$ . В этом случае ФК по физическим свойствам близок к кремнию. Ширина полосы АО фильтрации для различных параметров заполнения принимает следующие значения:  $\Delta\lambda_{1/2} = 0,26$  нм ( $f = 1$ ),  $\Delta\lambda_{1/2} = 0,36$  нм ( $f = 0,5$ ),  $\Delta\lambda_{1/2} = 0,5$  нм ( $f = 0,2$ ),  $\Delta\lambda_{1/2} = 0,6$  нм ( $f = 0$ ).

### Заключение

Таким образом, с использованием квазиколлинеарной АО дифракции в двумерных ФК возможно создание эффективных устройств перестраиваемой АО фильтрации полихроматических световых волн. При брэгговской дифракции в ФК имеет место значительное изменение эффективности АО взаимодействия и ширины полосы пропускания устройства при изменении параметра заполнения.

### Библиографические ссылки

1. Белокопытов Г. В., Пятакова З. А. Акустооптическая эффективность двумерных фотонных кристаллов. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37, В. 1. С. 3–10.
2. Пятакова З. А., Белокопытов Г. В. Акустооптическое взаимодействие в двумерных фотонных кристаллах: частотная зависимость угла Брэгга // Вестник МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия. 2009. № 3. С. 46–49.
3. Балакший В. Н. Физические основы акустооптики. / В. Н. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. – М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
4. Акустические кристаллы. Справочник / А. А. Блистанов [и др.]; под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1986. 629 с.